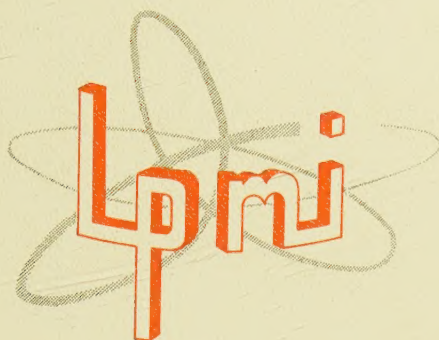


UNIVERSITÉ de NANCY I



C. Muller

ETUDE D'UNE SOURCE DUOPLASMATRON
EN VUE DE LA PRODUCTION
D'HELIONS NEGATIFS

**Laboratoire de Physique
des
Milieux Ionisés**

1974

Université Nancy I

Case Officielle 140

54037 NANCY Cedex



T H E S E

=====

Présentée devant l'Université de NANCY I
pour obtenir le titre de Docteur de
l'Université (spécialité : Science Physique)

par

Claude MULLER

C. Muller

ETUDE D'UNE SOURCE DUOPLASMATRON
EN VUE DE LA PRODUCTION
D'HELIONS NEGATIFS

Soutenance le 17 juin 1974
devant la Commission d'examen

MM.	R.	GUILLIEN	Président
	M.	FELDEN	Examineurs
	J.C.	BRAUN	
	B.	DELAUNAY	Invité



Que Monsieur le Professeur GUILLIEN trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir bien voulu me faire l'honneur de présider ce jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur FELDEN qui m'a proposé le sujet de cette thèse et m'a accordé sa confiance et son soutien tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur DELAUNAY du C.E.N. de Saclay, pour l'attention qu'il a porté à ce travail et pour les conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie également Monsieur BRAUN, Maître de Conférences à l'I.S.I.N. qui a accepté de participer au jury de cette thèse.

Mes remerciements s'adressent tout particulièrement à Monsieur REMY, Attaché de Recherches au C.N.R.S. pour le rôle important qu'il a joué dans la conduite de ce travail, non seulement par les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble ainsi que les conseils qu'il m'a prodigués, mais aussi par l'intérêt constant qu'il a porté à ma formation de chercheur.

Ma gratitude va également à mes Collègues, Mademoiselle LORENTZ et Monsieur RASSER qui m'ont accordé leur soutien pour l'étude des problèmes théoriques et à tous les membres du Laboratoire qui m'ont apporté leur aide amicale tout au long de ce travail.

La partie expérimentale de ce travail a été financée sous contrat, par le Commissariat à l'Energie Atomique, représenté par Monsieur MICHAUDON. Je suis heureux de lui en exprimer ma reconnaissance.

I N T R O D U C T I O N

PREMIERE PARTIE : ETUDE THEORIQUE DE LA FORMATION DES HELIONS NEGATIFS DANS UNE DECHARGE DUO-PLASMATRON

I - ETUDE DU FONCTIONNEMENT DE LA DECHARGE

1. Généralités
2. Le plasma cathodique
3. Le plasma intermédiaire
4. Le plasma anodique

II - CARACTERISTIQUES DE L'ION He⁻

1. Historique
2. Structure électronique
3. Energie de liaison
4. Temps de vie

III - PROCESSUS DE FORMATION ET DE DESTRUCTION DE L'ION He⁻

1. Rappel du processus d'échange de charge
2. Processus de formation susceptible de se produire dans une décharge
 - a) formation d'un métastable
 - b) attachement de l'électron
3. Processus de destruction

DEUXIEME PARTIE : DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I - DESCRIPTION GENERALE

II - DESCRIPTION DE L'ENSEMBLE PRODUCTION D'IONS

1. Alimentation de la décharge
2. Le champ magnétique
3. Le système de déplacement des axes et l'enregistrement
 - a) le décalage des axes
 - b) enregistrement des déplacements et centrage de la source

III - TRAITEMENT DU FAISCEAU

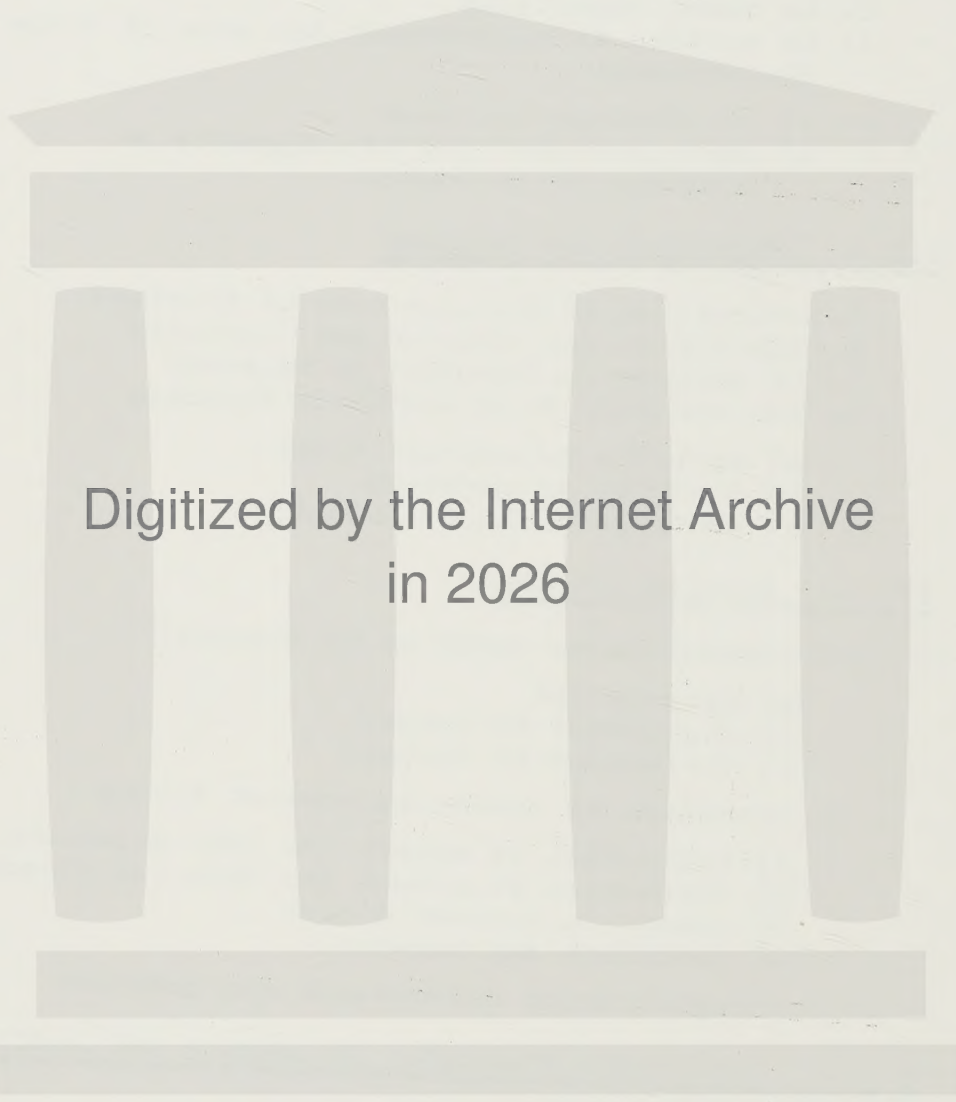
1. Extraction et focalisation du faisceau
2. Séparation des ions et des électrons
3. Le système de centrage du faisceau
4. Les systèmes du contrôle du faisceau
 - a) contrôle du courant total
 - b) contrôle du centrage
 - c) contrôle de la focalisation

IV - ANALYSE DES IONS

1. Séparation en masse ou en énergie
 - a) description
 - b) étalonnage en masse
 - c) étalonnage en énergie
2. Détection et mesure du courant d'ions
 - a) collection et mesure des ions abondants
 - b) collection et mesure des ions peu abondants
 - c) mesure du courant d'ions
 - d) précision des mesures
3. Enregistrement automatique des spectres

V - DISPOSITIF D'ANALYSE EN ENERGIE DES ELECTRONS

1. Description de l'appareillage
2. Utilisation des spectres d'électrons



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547402_0037

TROISIEME PARTIE : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ET INTERPRETATIONS

I - MISE EN EVIDENCE DE L'ION He^- DANS UNE
DECHARGE DUOPLASMATRON

II - DETERMINATION EXPERIMENTALE DU LIEU DE
FORMATION DES IONS He^-

1. Etude de fonctionnement de la source
2. Etude comparative des spectres d'électrons
et des spectres d'ions He^-
3. Dispersion en énergie

III - ETUDE DES PARAMETRES DE LA SOURCE SUR LA
PRODUCTION DES IONS He^-

1. Paramètres influençant la formation ou la
destruction des ions He^-
 - a) influence du courant d'arc
 - b) influence de la pression
2. Paramètres influençant l'extraction des
ions He^-
 - a) le champ magnétique
 - b) le décalage des axes
3. Tableau récapitulatif

C O N C L U S I O N

I N T R O D U C T I O N

=====

Le but de ce travail consiste à étudier les possibilités de formation et d'exploitation d'ions négatifs d'hélium (héliions négatifs) dans une décharge gazeuse.

Les ions négatifs intéressent plusieurs branches de la physique : -la physique des plasmas pour la réalisation de plasmas sans électrons ; -la physique atomique pour l'étude des collisions avec les ions négatifs et surtout la physique nucléaire où ils sont utilisés dans les cyclotrons et les accélérateurs tandem.

Jusqu'à présent seul le procédé d'échange de charge permettait de produire des héliions négatifs. Ce procédé présente comme inconvénients de nécessiter un appareillage complexe et surtout de fournir un faisceau d'ions négatifs présentant une très forte dispersion d'énergie.

De nombreux ions négatifs ont pu être extraits directement de décharges gazeuses, mais il s'agit toujours d'ions négatifs fortement liés et stables, provenant d'atomes particulièrement électronégatifs. C'est ainsi que l'on réalise déjà couramment des sources d'ions permettant de fournir des courants d'ions négatifs (H^- O^- D^- Co^- F^- CL^-) importants à partir de décharges "duoplasmatron" ; "Penning" ou "diode".

Connaissant les caractéristiques de l'ion He^- , nous avons étudié des processus susceptibles de les former dans une décharge duoplasmatron.

Ayant envisagé comme théoriquement possible, la présence d'ions He^- dans cette décharge, nous avons réalisé un appareillage destiné à les extraire et à les analyser. Les conditions de formation envisagées laissant entrevoir que la réaction de formation se ferait avec une très faible section efficace, nous avons orienté nos travaux vers la réalisation d'un appareillage de détection à haute sensibilité.

Nos estimations se sont avérées exactes puisque nous avons mis en évidence des héliions négatifs par spectrométrie de masse bien que nous ne soyons parvenus, par une optimisation de tous les paramètres, qu'à extraire un courant de $10^{-15}A$.

Dans cette étude, nous présentons successivement les raisons qui nous ont permis d'envisager la présence d'héliions négatifs, l'appareillage adapté à l'analyse de cet ion particulier, sa mise en évidence expérimentale ainsi que l'influence des paramètres agissant sur sa formation, sa destruction et favorisant son extraction.

Il peut paraître surprenant que nous ayons choisi pour nos expériences une source duoplasmatron qui a été conçue pour la formation d'ions positifs. Nous démontrons qu'en utilisant différemment les caractéristiques de cette source, elle peut également être bien adaptée à la production d'ions négatifs même peu liés et peu stables.

I - ETUDE DU FONCTIONNEMENT DE LA DECHARGE DUOPLASMATRON

1. GENERALITES

Le duoplasmatron est une source d'ions conçue en 1948 par Von Ardenne (1). Il s'agit d'une source maintenant une décharge basse pression entre une cathode chaude -Filament K- et une anode (A) fig. 1. Une électrode intermédiaire (EI) isolée électriquement de la cathode et de l'anode et laissée en général à un potentiel flottant, forme avec l'anode les deux pôles d'une lentille magnétique excitée par un champ magnétique axial.

Afin d'obtenir un plasma à fort degré d'ionisation au niveau de l'orifice d'extraction, la décharge est constrictée successivement par l'action électrostatique de l'électrode intermédiaire puis par l'action du champ magnétique axial inhomogène établi par la lentille magnétique.

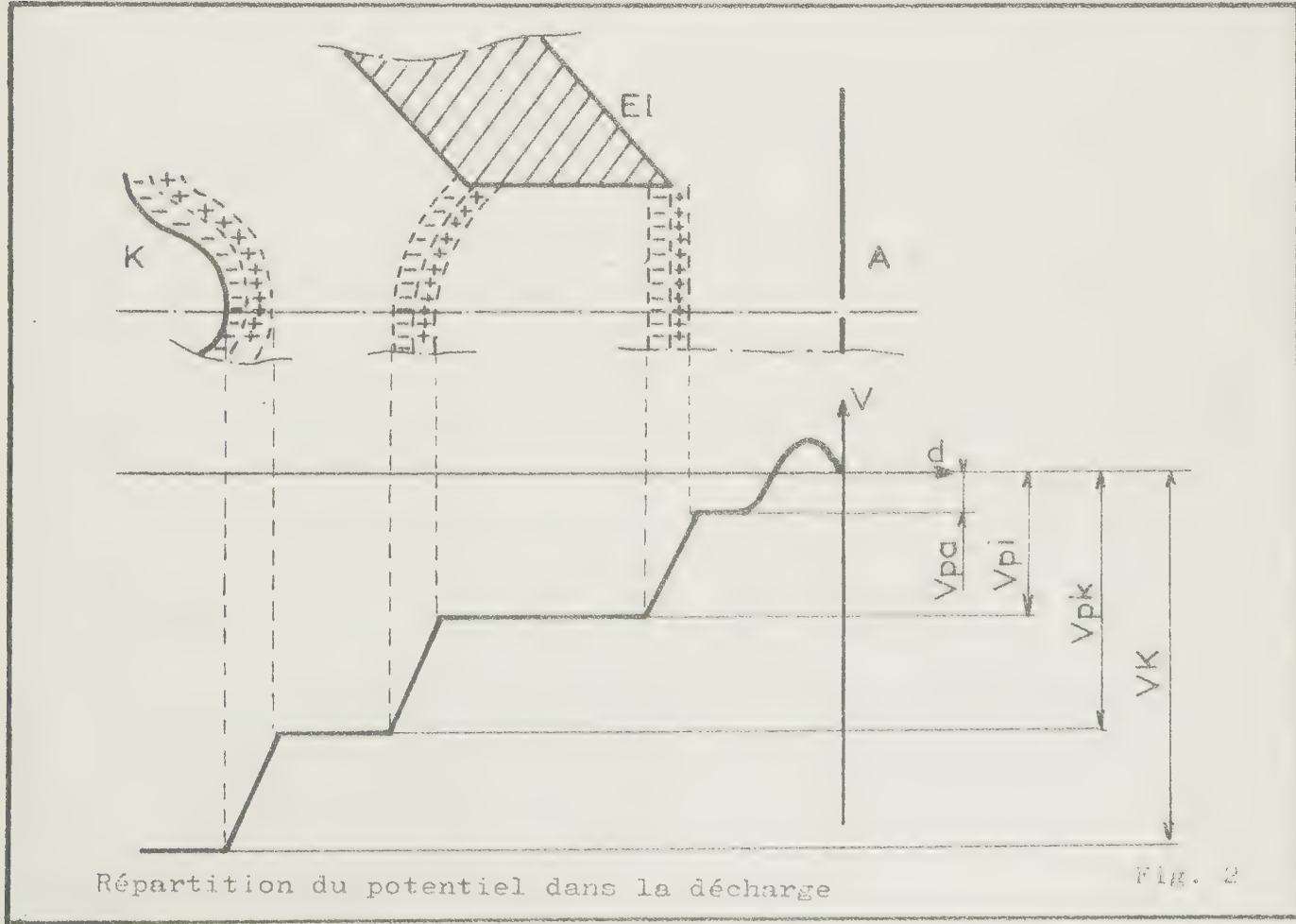
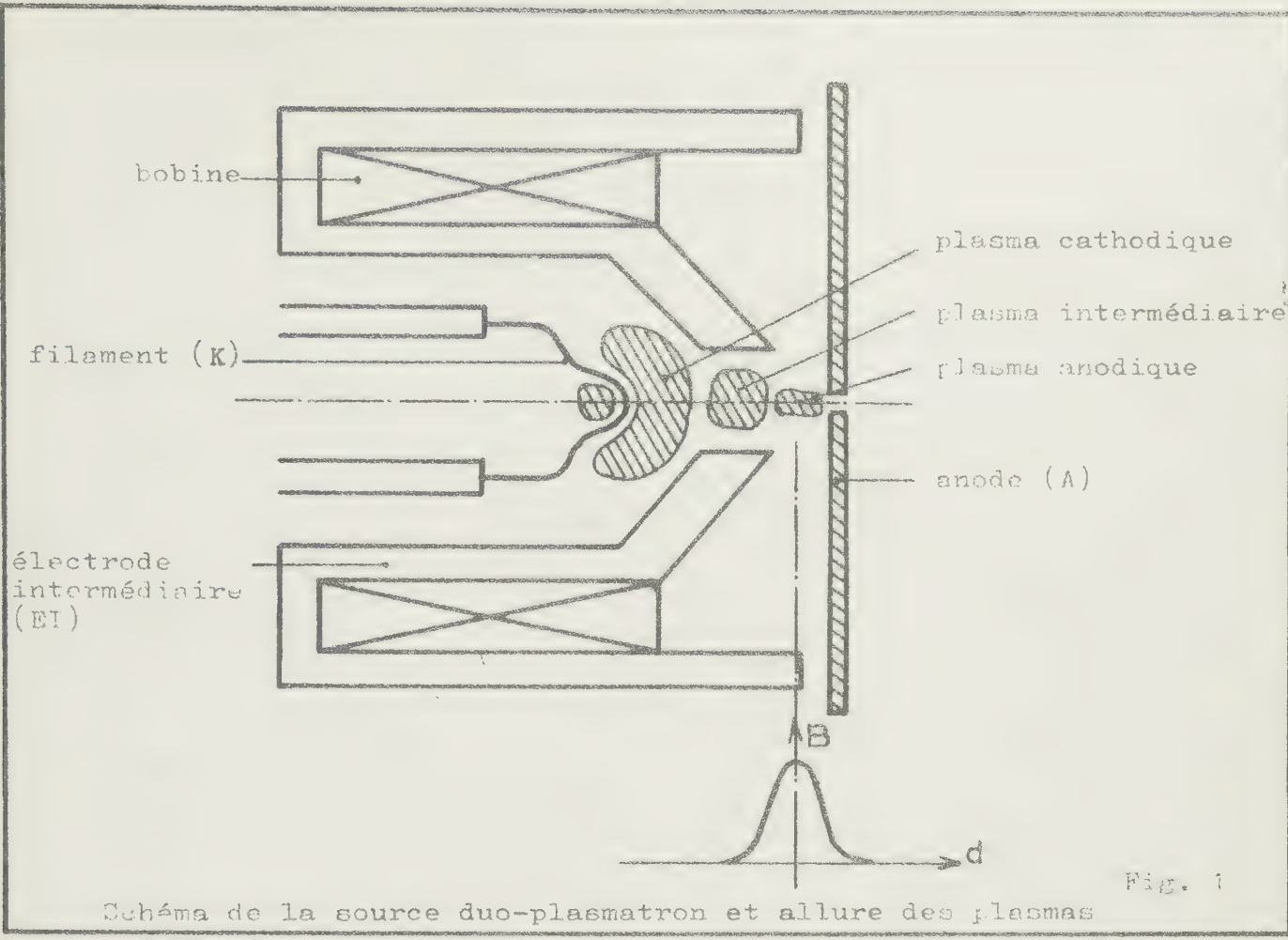
L'ensemble de ces facteurs contribue à la formation d'un plasma dense au niveau du trou d'anode ; permettant d'obtenir des courants d'ions positifs importants à partir d'une très petite décharge et avec un excellent rendement.

Le duoplasmatron ne se contente pas d'être un excellent générateur d'ions positifs, fonction pour laquelle Von Ardenne l'avait conçu.

Dès 1965, Lawrence et al (2) constatèrent qu'il était possible de le transformer en générateur d'ions négatifs en provoquant un décalage de l'axe d'extraction par rapport à l'axe de la décharge. En utilisant cette technique Dubarry (3) parvint à extraire un courant de 400 μ A de H^- , mais jusqu'à ce jour elle ne semblait pas pouvoir être appliquée aux gaz rares.

L'arc duoplasmatron est constitué de deux ou trois décharges successives séparées par des gaines de striction. Le plasma dit "cathodique" se situe entre le filament et l'entrée du canal de l'électrode intermédiaire. Il est séparé d'un deuxième plasma dit "intermédiaire" par une double gaine de striction géométrique qui est lui même séparé du troisième plasma dit anodique par une gaine de striction magnétique.

La figure 2 représente une possibilité schématique de répartition du potentiel entre cathode et anode permettant de situer les différents plasmas cités.



2. LE PLASMA CATHODIQUE

C'est une décharge classique à cathode chaude formée d'un plasma relativement froid et homogène. Les électrons issus de la cathode (filament en tungstène) ionisent les neutres qui se trouvent dans le compartiment précédant le canal de l'électrode intermédiaire.

Suivant les conditions de pression, le plasma cathodique qui est le générateur d'électrons pour les plasmas situés vers l'anode se situera automatiquement à un potentiel permettant de maintenir constant le courant d'arc. La différence de potentiel entre la cathode et le plasma cathodique variera donc avec la pression.

Suivant la valeur de la tension $V_A - V_{pK}$ le filament fonctionnera selon deux régimes différents.

a) - régime d'émission en charge d'espace

Dans le cas des faibles pressions ($V_K - V_{pK}$) étant faible le courant d'électrons émis I_e est plus faible que le courant de saturation.

$$I_e < I_e^s = A T^2 \exp\left(\frac{-\phi_c}{KT_c}\right)$$

ϕ_c = travail de sortie
 K = constante de Boltzmann
 T_c = température du filament
 A = constante

Les électrons sont alors extraits par une double gaine de charge d'espace ionique permettant l'égalisation des flux d'ions et d'électrons.

b) - régime d'émission en température

Dans le cas de fortes pressions ($V_K - V_{pK}$) est important et l'on se situe dans la plage où l'émission du filament atteint la densité de saturation.

Avec ce type de fonctionnement, seule une augmentation de la puissance de chauffage permet une augmentation du courant d'arc.

3. LE PLASMA INTERMEDIAIRE

La forme conique de la source provoque une décroissance de la conductance du plasma cathodique.

Or, un plasma ne peut pas supporter sans perdre son électro-neutralité, une différence de potentiel supérieur à une valeur critique déterminée par la température électronique (4-5).

Au-delà de cette valeur critique, une réorganisation des charges se produit entraînant la formation d'un saut de potentiel sur une faible distance, appelée gaine double ; car, elle sépare deux plasmas émetteurs de charges opposées.

Après la compression provoquée par la géométrie de la source, apparaît dès que le plasma pénètre dans le canal de l'électrode intermédiaire, une deuxième compression provoquée par le champ magnétique axial.

A l'endroit où le gradiant de champ $\frac{dB}{B}$ est maximum, il s'établit pour les mêmes raisons que celles invoquées précédemment, une autre gaine de charge d'espace. Le plasma situé entre les deux gaines, sera appelé plasma intermédiaire.

Le plasma cathodique est la source d'électrons pour le plasma intermédiaire ; le plasma intermédiaire sera la source d'électrons du plasma anodique.

Chaque fois, les électrons sont extraits à travers une double gaine de charge d'espace dont la chute de tension peut varier depuis des valeurs inférieures au potentiel d'ionisation (elle peut aller jusqu'aux plus petites valeurs de l'énergie d'excitation des niveaux métastables) jusqu'à des valeurs très supérieures pour les faibles pressions.

La chute de gaine se fixe à une valeur telle que la production d'ions positifs soit suffisante pour satisfaire à la condition de stabilité qui est :

$$\frac{J_e}{J_+} = \sqrt{\frac{M}{m}}$$

J_e : densité de courant d'électrons extraits
par la gaine

J_+ : densité de courant d'ions arrivant sur la gaine

m : masse de l'électron

M : masse de l'ion

4. LE PLASMA ANODIQUE

Les électrons sont confinés vers l'axe de la décharge par la concavité de la gaine de charge d'espace et par le champ magnétique axial. Il se forme alors à proximité de l'anode un plasma très dense présentant un taux d'ionisation très élevé. C. Lejeune a mis en évidence deux régimes de fonctionnement (4).

Pour les fortes pressions

La longueur de thermalisation des électrons issus des plasmas cathodiques et intermédiaires sera très faible, et les électrons ne parviendront pas à atteindre l'anode.

Afin de pouvoir maintenir la conduction de l'arc, il se créera une chute de tension positive au voisinage de l'anode appelée couramment "montagne de potentiel".

Grâce aux spectres en énergie des ions positifs émis, nous avons pu mesurer cette montagne de potentiel dont la valeur maximum est de 30 V pour une pression de 0,5 Torr. La forte densité d'électrons thermalisés provoquant une charge d'espace négative, sera compensée par cette chute positive de potentiel. On constate que l'ensemble se comporte comme un système auto-régulateur du courant d'électrons dans le plasma anodique.

Pour les faibles pressions

La longueur de thermalisation des électrons est grande et de nombreux électrons parviennent jusqu'à l'anode. La chute positive de maintien de l'arc ne s'impose plus, et parfois pour compenser un effet de charge positive, il se créera une chute négative destinée à augmenter le flux d'électrons en provenance des plasmas cathodiques et intermédiaires.

5. UTILISATION EN SOURCE D'IONS NEGATIFS

Comme nous l'avons déjà indiqué, cette utilisation a été découverte par C. Lawrence et Al (2) en décalant l'axe de l'anode et de l'extracteur par rapport à l'axe de la décharge.

Ce décalage situe le trou d'anode à l'écart du plasma anodique, dans une région à faible densité électronique où l'on peut extraire des ions négatifs issus des différents plasmas de la source. Cette technique a permis la réalisation de sources d'ions négatifs d'hydrogène, de deutérium et d'oxygène.

Toutefois, on ignorait s'il était possible, dans une telle décharge de créer des ions négatifs de gaz rares, c'est ce qui va faire l'objet de la suite de ce travail.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les propriétés de l'ion He^- et envisager les processus possibles de formation de cet ion dans une décharge duoplasmatron.

II - CARACTERISTIQUES DE L'ION He^-

1. HISTORIQUE

Avant 1939, année où Hiby (6) mit en évidence des hélions négatifs à l'aide d'un spectrographe de masse, on considèrerait qu'ils ne pouvaient exister en tant que structure liée.

De nombreuses recherches théoriques furent ensuite entreprises à l'aide de méthodes quantiques pour déterminer les configurations possibles de cet ion.

Ce n'est qu'en 1958 que les premières sources d'ions He^- sont apparues ; elles utilisaient toutes, le principe de l'échange de charge.

Dans ce système un faisceau d'ions positifs est accéléré et envoyé dans un canal dit "d'échange de charge" contenant un gaz sous faible pression. C'est dans ce canal que sont formés les ions négatifs en même temps qu'il se forme des ions positifs et que se réalisent des neutralisations.

Par une sélection convenable des particules chargées, on parvient à extraire les ions négatifs. De cette manière Ennis et Al (7) ont obtenu un courant de $10 \mu\text{A}$ d'hélions négatifs, l'échange de charge ayant lieu dans une vapeur de potassium.

2. STRUCTURE

Les seules structures stables pour l'ion He^- sont les suivantes : (8)

$1s. 2s. 2p$ dans l'état 4_p^0 ayant trois composantes de structure fine,

$$J = 1/2 ; 3/2 ; 5/2$$

soit $2s 2p^2$ dans l'état 4_p^0 ayant trois composantes de structure fine,

$$J = 1/2 ; 3/2 ; 5/2$$

Chacune de ces structures correspond à un état métastable d'énergie de liaison et de temps de vie différents.

La structure $2s_2p^2$ présentant un temps de vie de 10^{-14}s n'est pas exploitable expérimentalement, elle ne sera pas considérée dans la suite. Nous nous contentons donc d'étudier l'ion He^- de structure $1s. 2s. 2p$, dont la durée de vie est nettement plus grande, comme nous allons le voir.

3. ENERGIE DE LIAISON

Celle-ci a été déterminée grâce aux expériences de Brehm et Al (19) en parfaite coïncidence avec d'autres études théoriques (8-10-11).

Brehm a provoqué au moyen d'un laser le photodétachement d'un électron de l'ion He^- ce qui lui a permis de trouver pour l'énergie de liaison :

$$E_A = 0,08 \text{ e V}$$

4. TEMPS DE VIE

Des expériences récentes (12-13) ont permis de mettre en évidence que les différentes composantes de l'état $4p$ ont deux temps de vie différents.

$$\begin{aligned} 1 &= 10 \mu\text{s} \text{ pour les composantes } 1/2 \text{ et } 3/2 \\ 2 &= 350 \mu\text{s} \text{ pour les composantes } 5/2 \end{aligned}$$

La connaissance du temps de vie est importante puisqu'elle conditionne l'utilisateur d'ions He^- .

En effet le courant disponible sur la cible dans le cas des accélérateurs ou sur le dispositif de détection dans les appareillages d'études, dépendra de la vitesse des ions et des dimensions de l'accélérateur ou du système d'analyse.

III - PROCESSUS DE FORMATION ET DE DESTRUCTION DE L'ION He^-

1. FORMATION D' He^- PAR ECHANGE DE CHARGE

Quel que soit le procédé utilisé (14-15-16), le processus de formation de l'hélium négatif fait intervenir deux collisions successives.

a) -- formation du métastable He^*

Dans la première collision l'atome ou l'ion positif d'hélium est neutralisé et porté dans un état métastable He^*



l'atome métastable He^* est dans l'état 1s. 2s.

b) - formation de l'ion He^-

Dans la seconde collision le métastable He^* est transformé en He^- par attachement d'un électron



l'hélium négatif ainsi formé étant dans l'état $1s, 2s, 2p$

L'utilisation de ce procédé de formation des ions He^- nécessite des faisceaux d'ions positifs ayant une énergie de l'ordre de quelques dizaines de keV à 150 keV suivant la cible choisie (17-18-19) pour se placer au maximum de la section efficace de formation.

Pour sa part, la section efficace de destruction décroît constamment de $4 \cdot 10^{-15}$ à 10^{-15} cm^2 lorsque la tension croît de 50 à 300 kV. La dispersion en énergie des hélions produits, est en général supérieure à 1 keV.

2. POSSIBILITES DE FORMATION D'IONS He^- DANS UNE DECHARGE DUOPLASMATRON

Les énergies mises en jeu à l'intérieur de la décharge par les particules chargées (ions et électrons) sont très petites par rapport à celles que nécessite le processus d'échange de charge.

Dans une décharge duoplasmatron, l'énergie cinétique des ions positifs ou des électrons sera de 100 V au maximum.

Cependant, d'autres processus que celui de l'échange de charge à l'aide de particules de grande énergie peuvent être envisagés.

a) réactions susceptibles de conduire à la formation d'un métastable

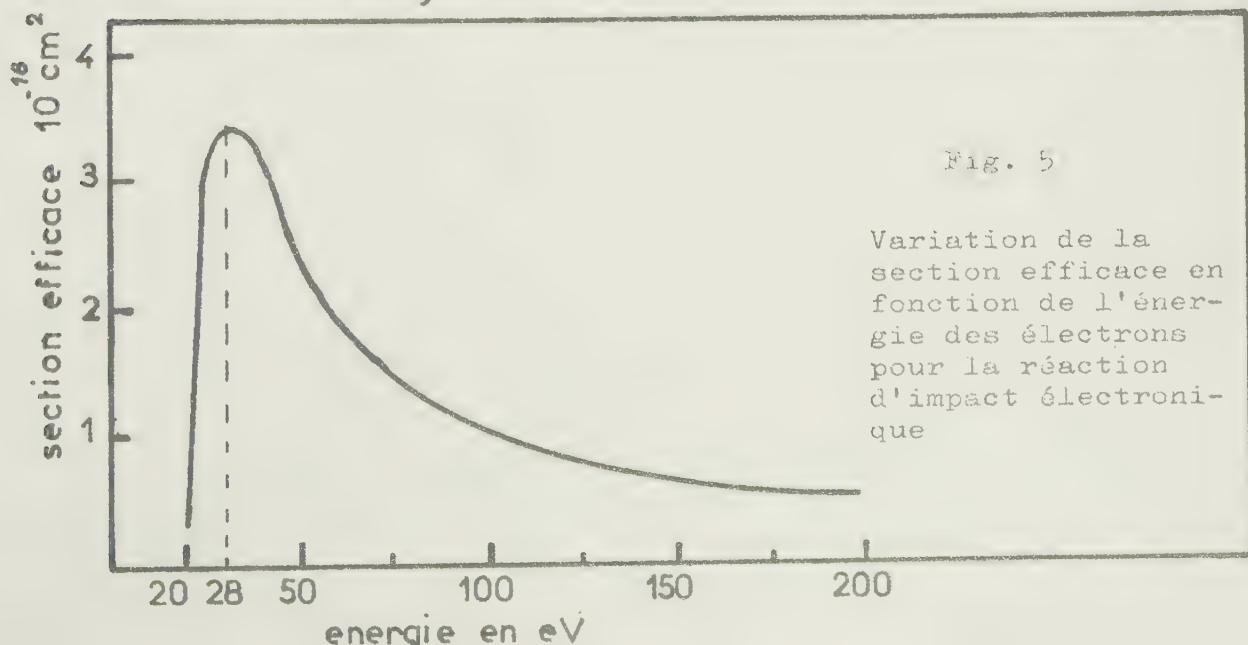
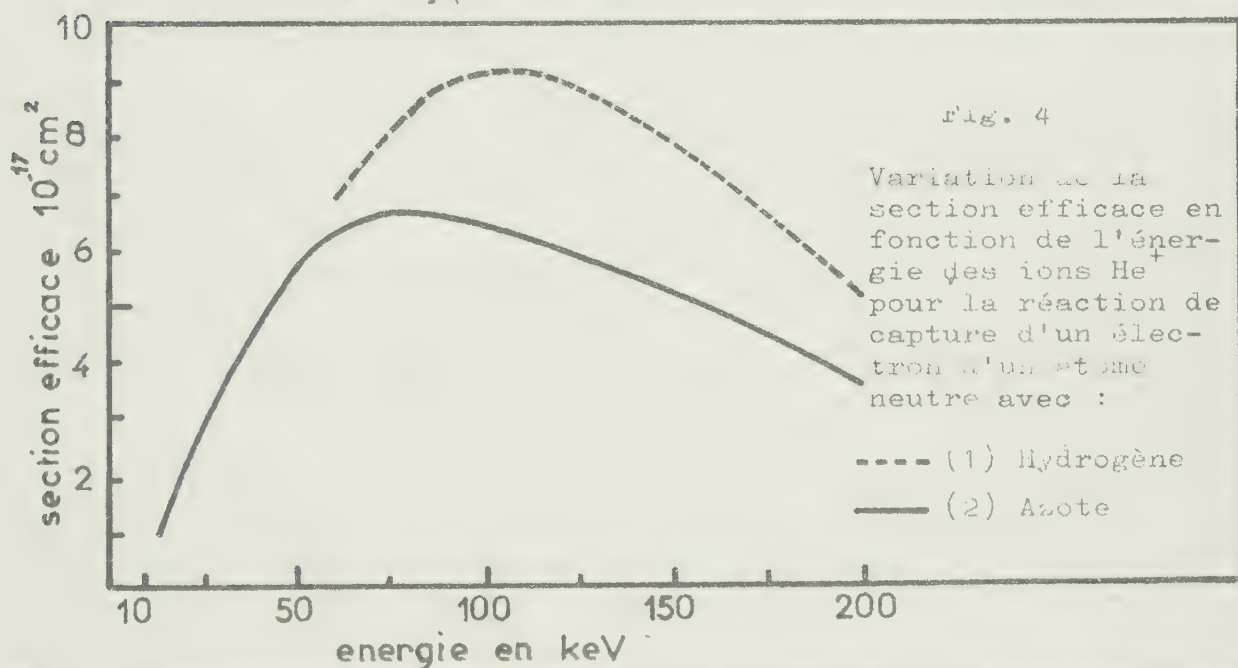
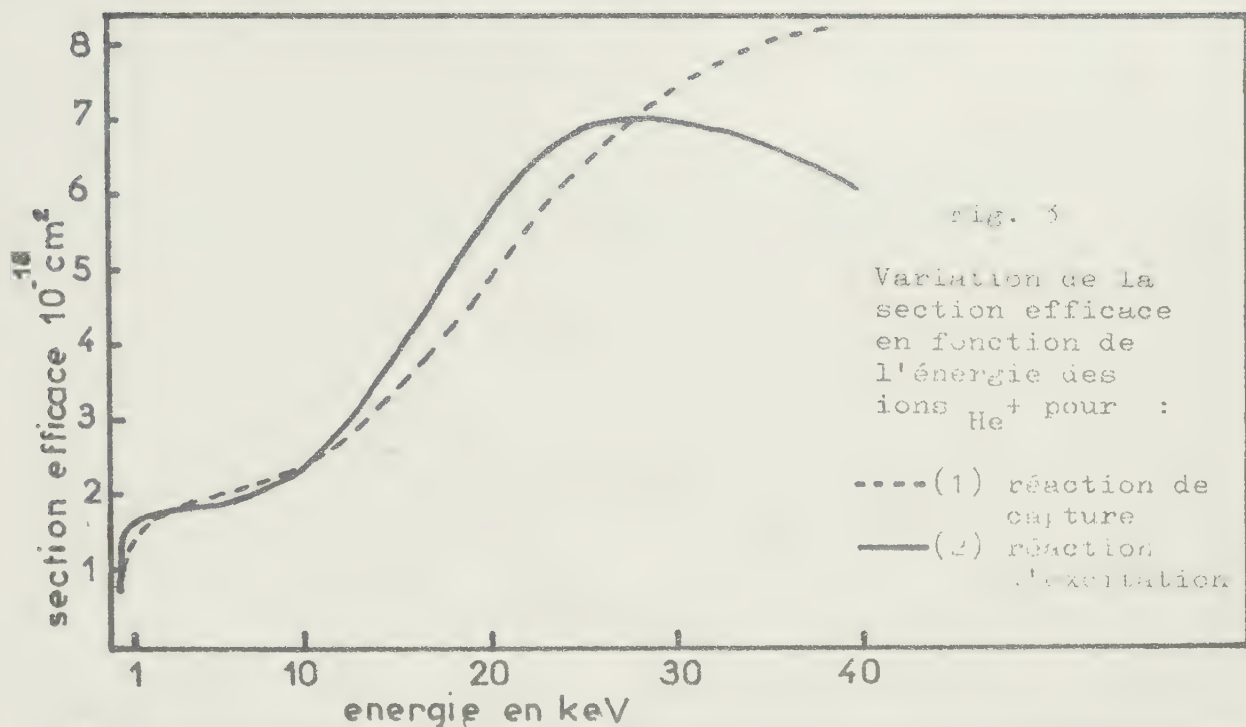
- capture d'un électron d'un atome neutre d'hélium par He^+



La courbe (1) figure 3 représente la variation de la section efficace de cette réaction, en fonction de l'énergie des ions He^+ , établie d'après les travaux de Sural (20).

- capture d'un électron d'un atome neutre d'impuretés contenues dans la décharge par un ion He^+





Les spectres d'impuretés de la source révéleront la présence d'une quantité non négligeable d'hydrogène et d'azote.

La figure 4 représente les variations de la section efficace de cette réaction avec pour atomes neutres de l'hydrogène -courbe 1- et de l'azote -courbe 2- en fonction de l'énergie de l'ion He^+ établies d'après les travaux de Gilbody (21).

- collision inélastique d'un atome neutre avec un ion He^+



La variation de section efficace de cette réaction est représentée par la courbe 2 de la figure 3.

- collision inélastique d'un atome neutre avec un électron



La figure 5 représente la variation de la section efficace de cette réaction en fonction de l'énergie des électrons, établie d'après les travaux de Lloyd (22) et Holt.

A l'intérieur de la décharge le maximum d'énergie que pourront acquérir les électrons, sera d'une centaine de volts, la seule réaction importante pour la formation de l'atome He^* sera donc la réaction d'impact électronique.

b) réactions susceptibles de permettre la formation d' He^- à partir de He^*

- capture d'un électron lent



La section efficace de cette réaction n'est pas connue. Elle sera maximum au voisinage de la résonance réalisée lorsque l'énergie de l'électron sera égale à l'énergie de liaison de l'ion He^- . Dans ce cas l'attachement se fera sans qu'il y ait aucun excédent d'énergie à dissiper.



avec comme bilan énergétique :

$$E_0 + E_e = E_0 - EA$$

d'où :

$$E_e = -EA$$

avec :

$$\begin{aligned} E_0 &= \text{énergie de l'atome métastable} \\ E_e &= \text{énergie de l'électron} \end{aligned}$$

La condition de résonance sera réalisée avec des électrons liés d'énergie égale à $-EA$. Dans le cas de l'ion He^- , cette énergie de liaison est très faible (de l'ordre de 0,1 eV).

La condition de résonance est d'autant plus délicate à réaliser que la dispersion en énergie de l'ion He^- est faible.

$$E = \frac{h}{t} = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ eV}$$

$$h = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J x S}$$

$$t = \text{durée de vie de l'ion } \text{He}^- = 400 \text{ S}$$

Les différentes catégories d'électrons existant dans les plasmas sont :

1° Les électrons rapides accélérés par les différences de potentiel s'établissant aux bornes des gaines de charge d'espace. Leur énergie est supérieure à 20 eV en général. Ce sont eux qui par chocs formeront les ions positifs He^+ et les atomes métastables He^* .

2° Les électrons thermalisés et les électrons libérés lors de la formation d'ions négatifs.



La réaction ci-dessus a pour bilan énergétique :

$$E1 = Vi + E'1 + E'2$$

en négligeant l'énergie cinétique de l'atome cible ainsi que l'énergie de recul qui est en effet négligeable compte tenu du rapport des masses.

Vi = potentiel d'ionisation de l'hélium = 24,5 eV

$E'1$ = énergie de l'électron thermalisé

$E'2$ = énergie de l'électron libéré

$E1$ = énergie cinétique de l'électron accéléré à travers une double gaine

Le fonctionnement de la décharge duoplasmatron implique que les doubles gaines à travers lesquelles sont émis les électrons, s'établissent en général à des potentiels de l'ordre de 40 eV.

donc :

$$0 < E'1 + E'2 < 15 \text{ eV}$$

Les électrons e'_1 et e'_2 d'énergie égale à quelques électrons-volts, sont donc proches des conditions de résonance. Nous allons voir que dans certains cas, ils peuvent réaliser pendant un court instant cette condition.

Considérons que le choc précédent a eu lieu au point A figure 6, l'origine des énergies est prise au niveau du potentiel régnant en A. L'électron émis e_2 possède en A une énergie cinétique E_1 ; s'il est émis vers l'anode son énergie cinétique augmente et sera égale à E_3 en A' ; par contre, s'il est émis vers la cathode, il sera ralenti par le gradient de potentiel.

On peut calculer en mécanique quantique la probabilité de présence de cet électron au-delà du point O, et notamment en A" où son énergie sera égale à $-0,08\text{eV}$ et ; compte tenu de la faible valeur de cette énergie, le point A" sera très voisin de zéro et la probabilité de présence en A" sera sensiblement différente de zéro.

- échange de charge avec un ion négatif d'impuretés contenues dans la décharge



Les spectres d'impuretés de la figure 31 font apparaître une importante quantité d'hydrogène négatif dans une décharge d'hélium : la réaction qui peut se produire est donc :



La section efficace de cette réaction n'est pas connue, mais on connaît par contre celle de la réaction d'échange de charge entre un ion négatif d'hydrogène et un atome d'hydrogène.

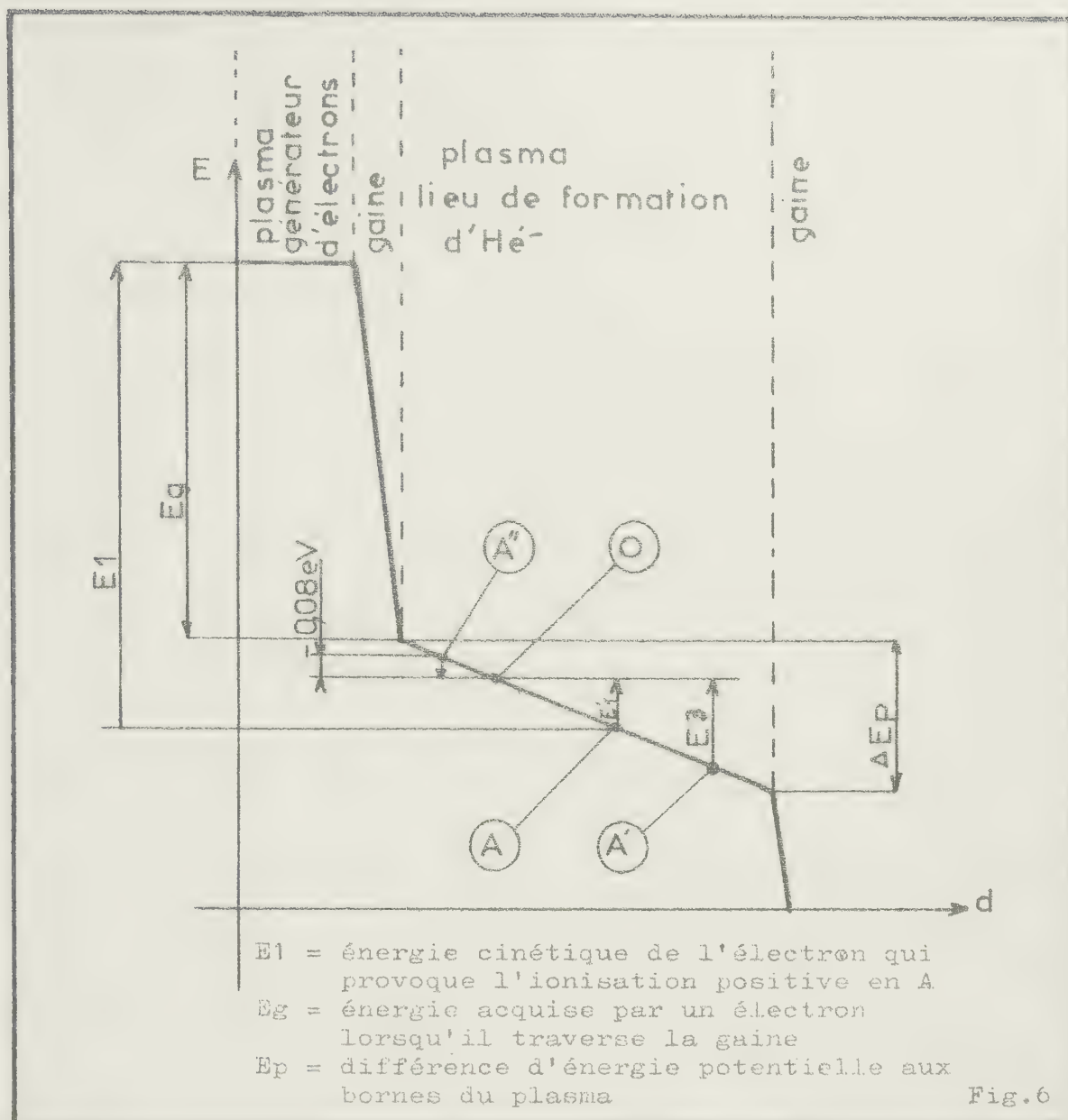
La figure 7 représente les variations de la section efficace de cette réaction en fonction de l'énergie des ions négatifs établie d'après les travaux de Dalgarno (24).

On constate que la section efficace a des valeurs très importantes (de l'ordre de 6.10^{-15} cm^2) pour des valeurs d'énergie que pourrait acquérir l'ion H^- à l'intérieur de la décharge.

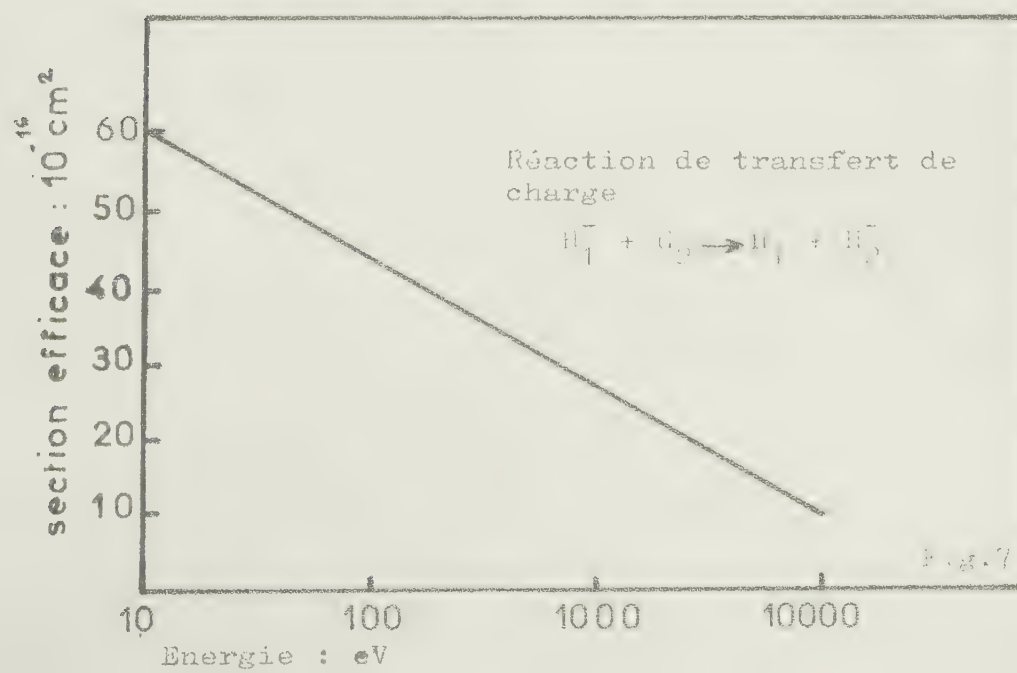
- échange de charge (lors d'une collision avec un neutre)



Cette réaction peut également se réaliser. En effet, si l'atome X^0 est un élément de faible potentiel d'ionisation (comme les atomes alcalins), la réaction ne se fera pas à la résonance, mais l'écart d'énergie ΔE en excédent sera très faible. Cependant la présence de vapeurs alcalines dans une décharge à cathode chaude présente comme inconvénient majeur l'attaque chimique du matériau constituant la cathode.



Carte des niveaux d'énergie depuis l'émetteur d'électrons jusqu'au plasma.



3. DESTRUCTION DE L'ION He^-

L'ion négatif He^- se détruira naturellement par auto-ionisation.

Les règles de sélection pour l'auto-ionisation ne sont pas les mêmes pour les différentes composantes, suivant qu'elles peuvent effectuer une transition vers le continuum par la seule interaction spin - spin ou par des interactions spin - orbite.

C'est ainsi que la composante $4p^0_{5/2}$ ne peut transiter vers le continuum que par la seule interaction spin - spin alors que les composantes $4p^0_{1/2}$ et $3/2$ peuvent le faire aussi par des interactions spin - orbite.

La destruction se réalisera également très facilement par collision du fait de la très faible énergie de liaison de He^- .

Les risques de collisions apparaissent essentiellement pendant le transport du faisceau vers le système d'analyse.

Dans le cas d'extraction à "axes décalés", la participation des électrons au faisceau est négligeable lorsqu'il s'agit de courants d'ions négatifs abondants tel que H^- et O^- .

Dans le cas d'ions négatifs peu liés et peu abondants, comme le sont les hélium négatifs, nous verrons que le courant résiduel d'électrons peut être 10^6 fois plus important que le courant d' He^- .

Pour limiter les risques de désintégration, il faudra prendre un soin particulier dans le dispositif d'extraction et de transport du faisceau pour éliminer dès le départ tous les électrons. Il faudra également établir une pression résiduelle la plus faible possible dans l'enceinte servant au transport du faisceau.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

=====

I - DESCRIPTION GENERALE

L'appareillage doit permettre, la production, l'extraction, et l'analyse en masse et en énergie d'ions négatifs peu abondants.

Le schéma simplifié de la figure 8 fait apparaître les fonctions essentielles de l'appareillage. Une description détaillée de ces différentes parties sera effectuée dans les chapitres suivants.

La réalisation pratique de cet ensemble apparait sur la photographie de la page 18.

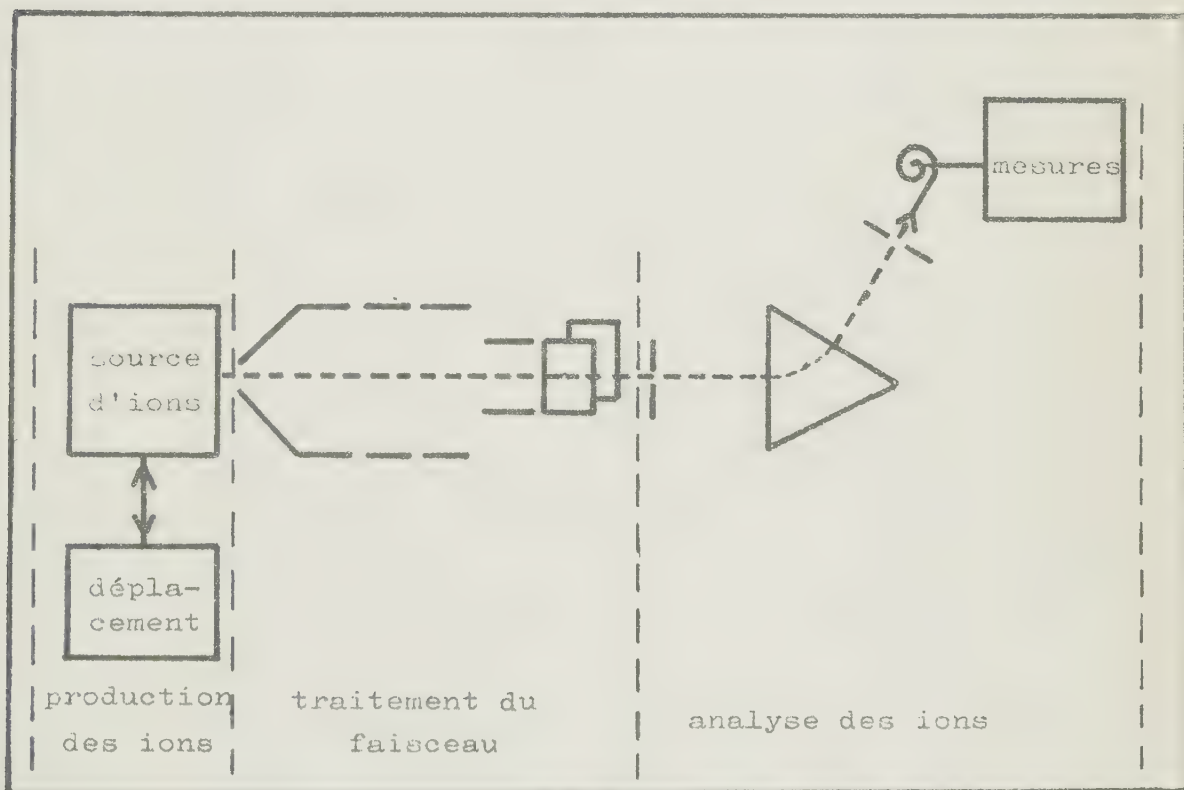


Fig. 8. - Schéma simplifié de l'appareillage

On distingue :

- l'unité productrice d'ions qui se compose de la source duoplasmatron, des alimentations de la décharge et d'un système contrôlé du déplacement de l'axe de la source.



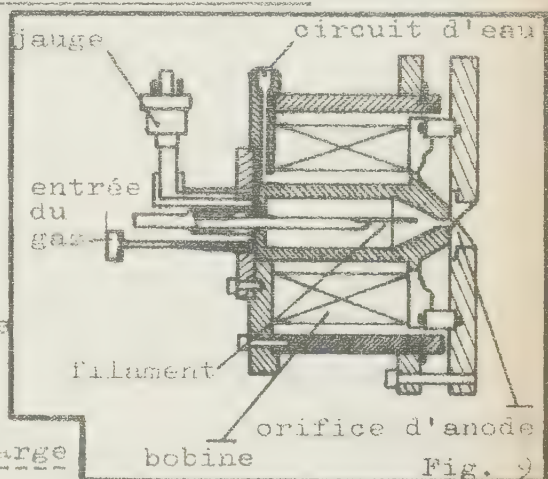
- l'extraction et le transport du faisceau, suivi d'un système permettant son centrage sur l'analyseur magnétique.

- un séparateur magnétique et son excitation qui permet d'effectuer une analyse en masse et en énergie des ions extraits.

On décrira enfin, un dispositif expérimental annexe qui peut être monté directement derrière la source et qui permet d'effectuer l'analyse en énergie des électrons ou des ions positifs.

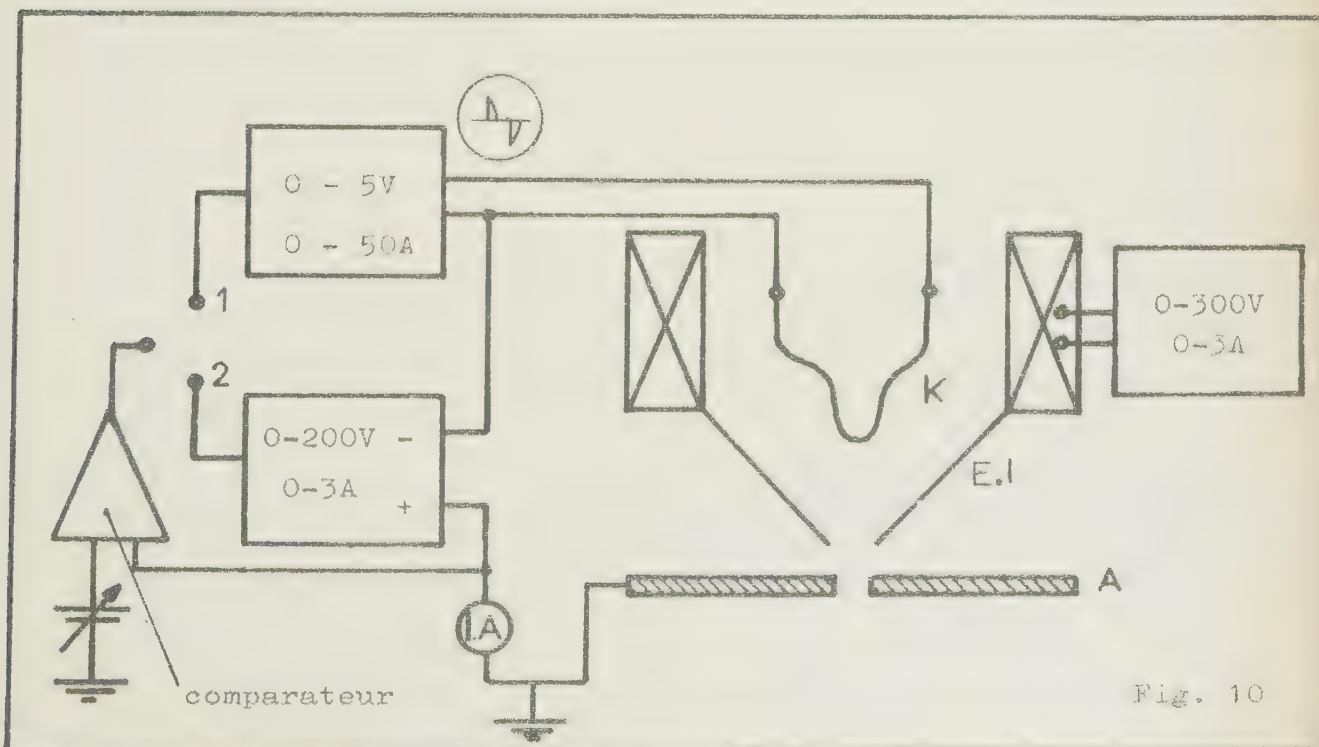
II - DESCRIPTION DE L'ENSEMBLE PRODUCTEUR D'IONS

Après avoir indiqué la façon dont nous utilisons la source duoplasmatron commercialisée par la Société "RVEC" (représentée sur la figure 9 ; nous décrivons les modifications apportées à cette source et l'ensemble des dispositifs destinés à permettre son utilisation comme générateur d'ions négatifs.



1. Alimentation de la décharge

La figure 10 représente le schéma d'alimentation de la décharge.



Pour permettre une bonne reproductibilité des résultats, l'alimentation de la décharge est régulée soit en courant, soit en tension suivant les besoins.

La régulation du courant peut se faire soit en agissant sur la tension VAK (position 2, fig. 9), soit en agissant sur la puissance de filament commandée par l'intermédiaire d'un triac (position 1, fig. 10).

2. Le champ magnétique

Le bobinage du champ magnétique est alimenté par une source continue à courant constant. Les déplacements axial et radial de deux sondes à effet Hall, nous ont permis de dresser une carte précise du champ magnétique, fig. 11.

La composante axiale B_z présente le long de l'axe un maximum de 4 K. Gaus pour un entrefer couramment utilisé de 0,8 mm.

En fonction de la distance radiale le champ B_z laisse apparaître deux maxima symétriques par rapport à l'axe de la décharge. Notre exploration du plasma par le décalage des axes se limitant à la plage GH, on pourra considérer qu'entre ces deux points, le champ magnétique reste constant $(\frac{\Delta B}{B_M}) < 5 \%$

3. Le système de déplacement des axes et l'enregistrement

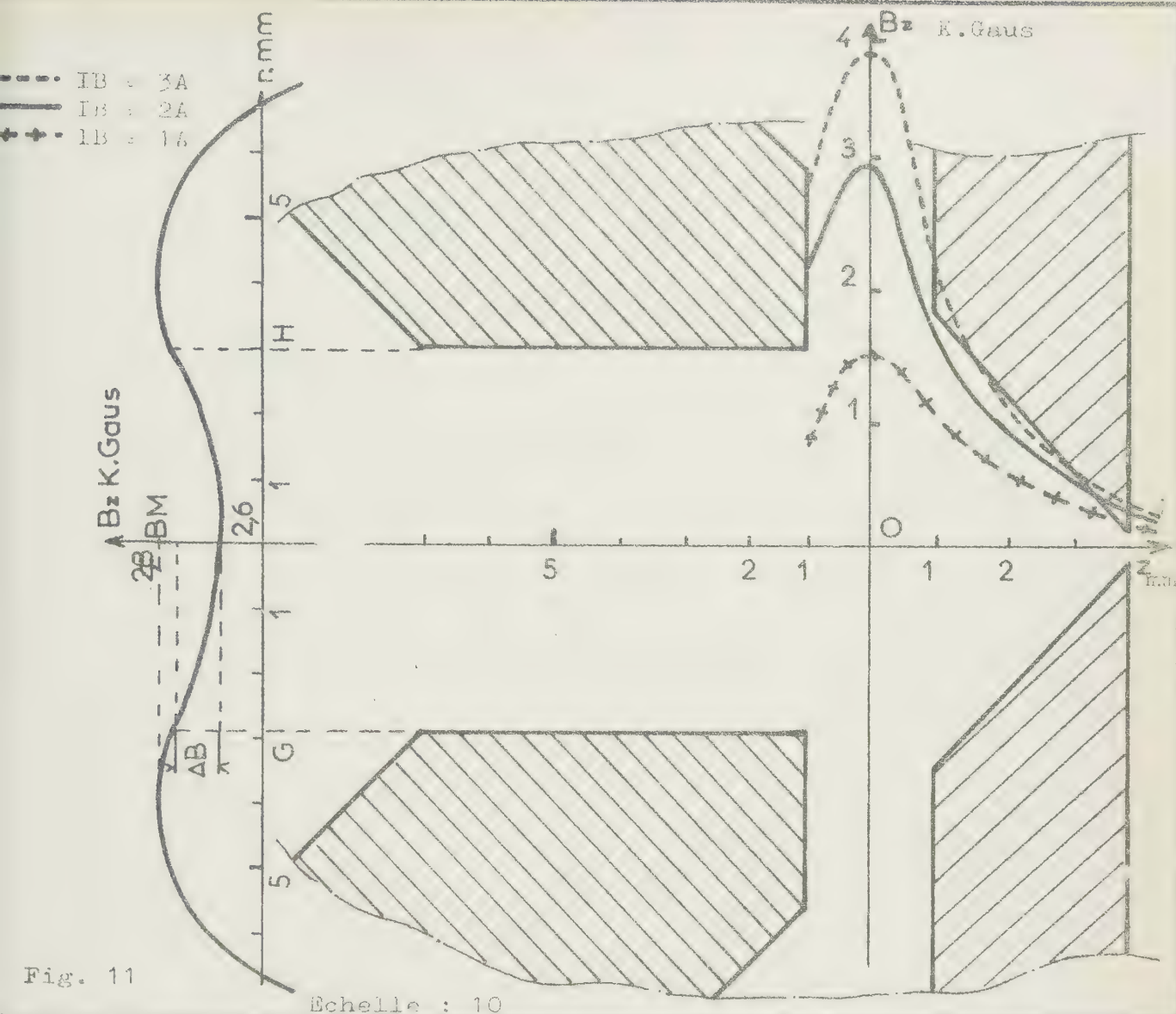
a) le décalage des axes

Nous avons modifié la source afin de permettre un décalage pouvant s'effectuer de façon continue entre l'axe de la décharge (imposé par les lignes de forces du champ magnétique) et l'axe du trou d'anode derrière lequel est positionné le système d'extraction.

La figure 12 représente le positionnement relatif de ces deux axes.

L'écart maximum devant s'établir entre les deux axes est de ± 3 mm (diamètre du canal de l'électrode intermédiaire). Cet écart de paralaxe est possible grâce à l'utilisation d'un soufflet de dilatation en teflon, fig. 12 qui, tout en maintenant l'étanchéité, réalise l'isolement électrique entre l'anode et l'électrode intermédiaire.

La source est fixée sur une table pouvant se déplacer dans le plan horizontal et le plan vertical ; permettant ainsi une exploration complète de la surface du plasma. Deux moteurs diphasés actionnent les vis d'entraînement de ces deux mouvements.



Répartitions axiale et radiale de la composante axiale du champ.

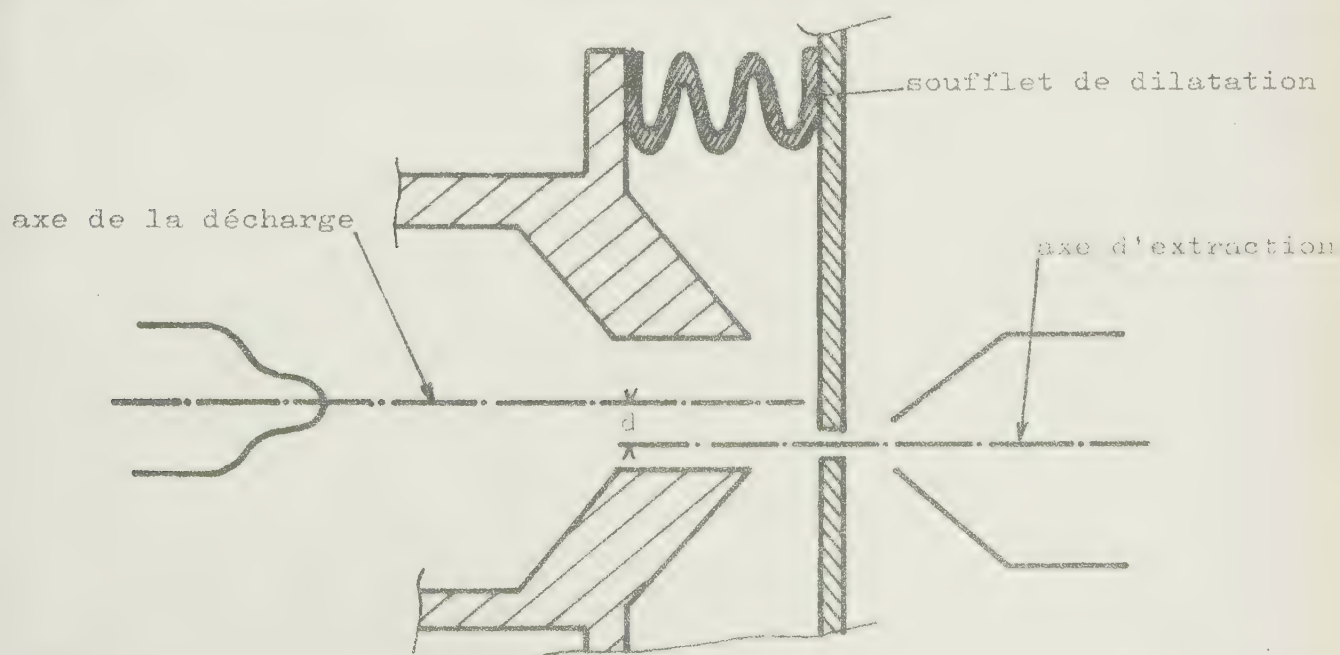


Fig. 12

Décalage entre l'axe de la décharge et l'axe d'extraction.

b) enregistrement des déplacements et centrage de la source

Des capteurs de déplacement du type "à noyau mobile dans un transformateur différentiel" permettent l'enregistrement des translations horizontales et verticales de l'axe de la décharge.

Ces capteurs ont une sensibilité de 2,3 V/mm avec une précision de 1 %. L'information est transmise d'une part à un voltmètre numérique pour le contrôle de la position et d'autre part, à la voie X d'un enregistreur XY permettant de réaliser les opérations décrites ci-dessous.

Enregistrements en fonction du déplacement	Informations procurées	Voir fig.
I électrons Vext = positive	- diamètre du plasma anodique - recherche du centre de la décharge	fig.43
courant d'ions positifs collectés après analyse	répartition radiale des ions positifs dans le plasma anodique	
courant d'ions négatifs avant analyse en masse	répartition radiale du courant total des ions négatifs présents dans la source	fig.18
courant d'ions négatifs après analyse en masse	répartition radiale de chaque type d'ion négatif ; permet de déterminer les endroits privilégiés pour l'extraction d' i^-	fig.45 et.46

III - TRAITEMENT DU FAISCEAU

Nous décrivons dans ce chapitre, le dispositif permettant le transport du faisceau d'ions négatifs de la source à l'analyseur de masse. Les fonctions à réaliser par l'appareillage sont :

- . l'extraction des ions négatifs ;
- . la focalisation du faisceau sur l'entrée du spectromètre de masse qui se fait au moyen d'une optique de focalisation et d'un dispositif de centrage ;
- . l'élimination des électrons pour éviter la destruction des ions He^- .

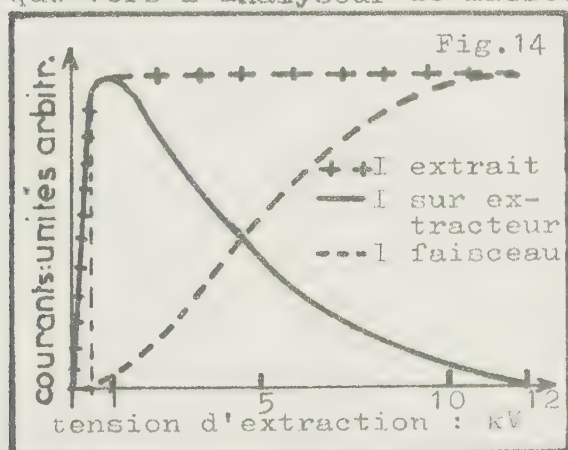
L'appareillage comprend en outre, les moyens de contrôle de ces différentes fonctions. L'ensemble est représenté sur la figure 13.

1. Extraction et focalisation du faisceau

Ces fonctions sont réalisées par un ensemble d'électrodes du type "Einsel - lens".

L'avantage de ce type de lentille est de provoquer des aberrations plus faibles que les lentilles planes et de ne nécessiter qu'une seule tension d'alimentation pour le réglage de la focalisation.

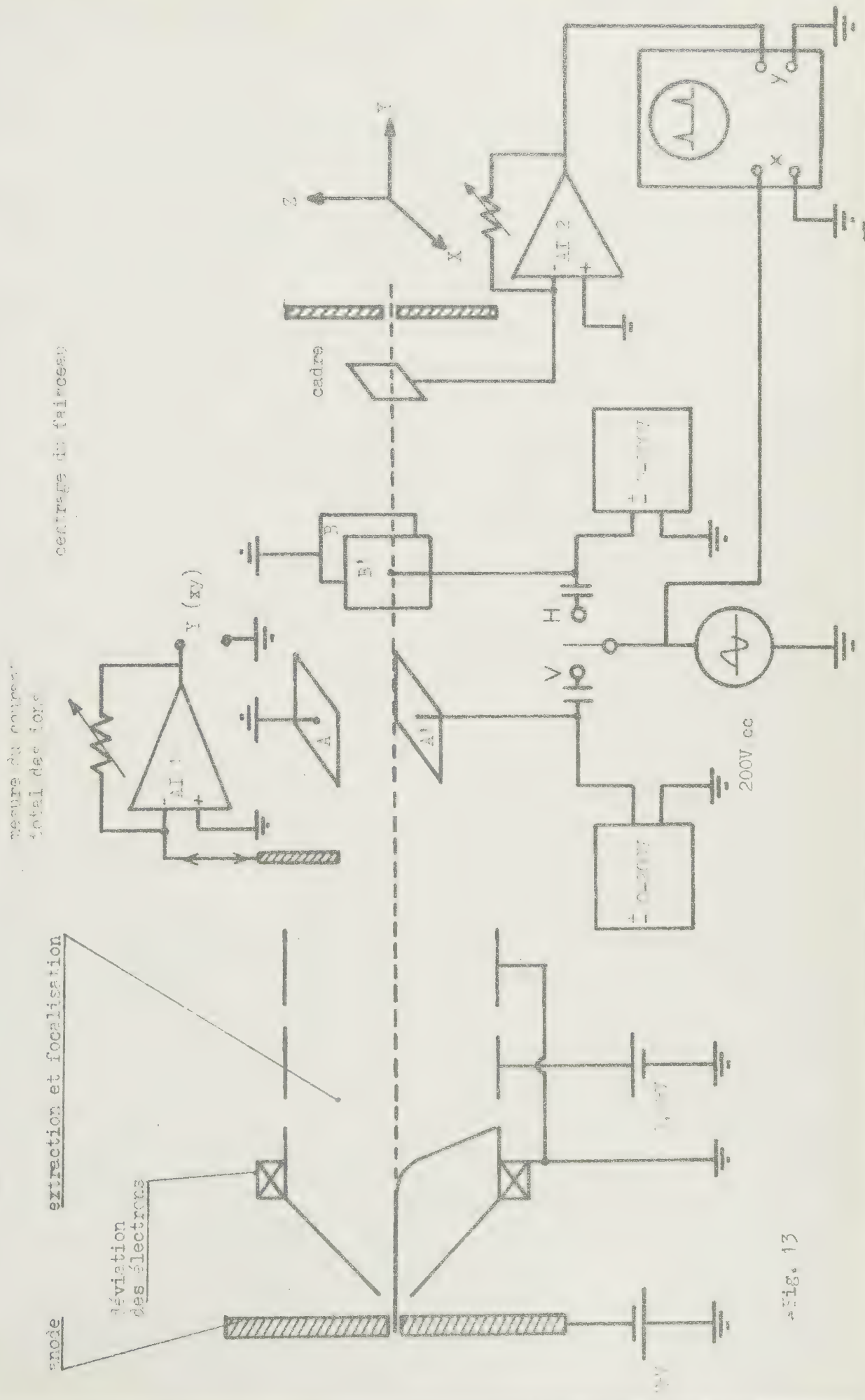
La tension d'extraction doit être choisie de façon à permettre la transmission de la totalité du courant ionique vers l'analyseur de masse.



On constate que le duoplasmatron, sur la figure 14, se comporte comme un générateur courant constant dès que la tension d'extraction dépasse 200 V ($V_{\text{ext minimum}}$). Entre 200 V et 12 kV, une partie du courant est collectée par l'électrode d'extraction ; au-delà de 12 kV tout le courant issu de la source est extrait.

La tension d'extraction devra être suffisante pour communiquer aux ions, de durée de vie limitée, une vitesse leur permettant d'atteindre le collecteur situé après l'analyseur magnétique.

Ensemble de traitement du faisceau :



Compte tenu des dimensions de l'enceinte, la composante de durée de vie la plus courte de l'ion He^+ pourra être collectée si $V_{\text{ext}} \geq 4 \text{ kV}$.

La tension d'extraction devra être suffisamment stable ; en effet ses instabilités provoquent une dispersion en vitesse du faisceau, ce qui diminue le pouvoir de résolution du spectromètre de masse.

La vitesse des ions dans le faisceau est donnée par :

$$v + \Delta v = 2 \frac{e}{M} (V + \Delta V + \Delta u)^{\frac{1}{2}}$$

avec V : tension d'extraction

ΔV : variation de la tension d'extraction

Δu : variation du potentiel pouvant exister à l'intérieur de la source (100 V maximum)

Si l'on désire observer les écarts d'énergie entre des ions de même masse créés dans les différents plasmas de la source, on peut tolérer :

$$\Delta V \leq \frac{\Delta u}{100} \text{ Max soit : } 1 \text{ V ceci implique une tension d'extraction stable à :}$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{4} = 10^{-4}$$

L'alimentation utilisée est décrite sur la figure 15. Le système de régulation utilise des selfs saturables ($L1$, $L2$, $L3$) comme éléments de contrôle.

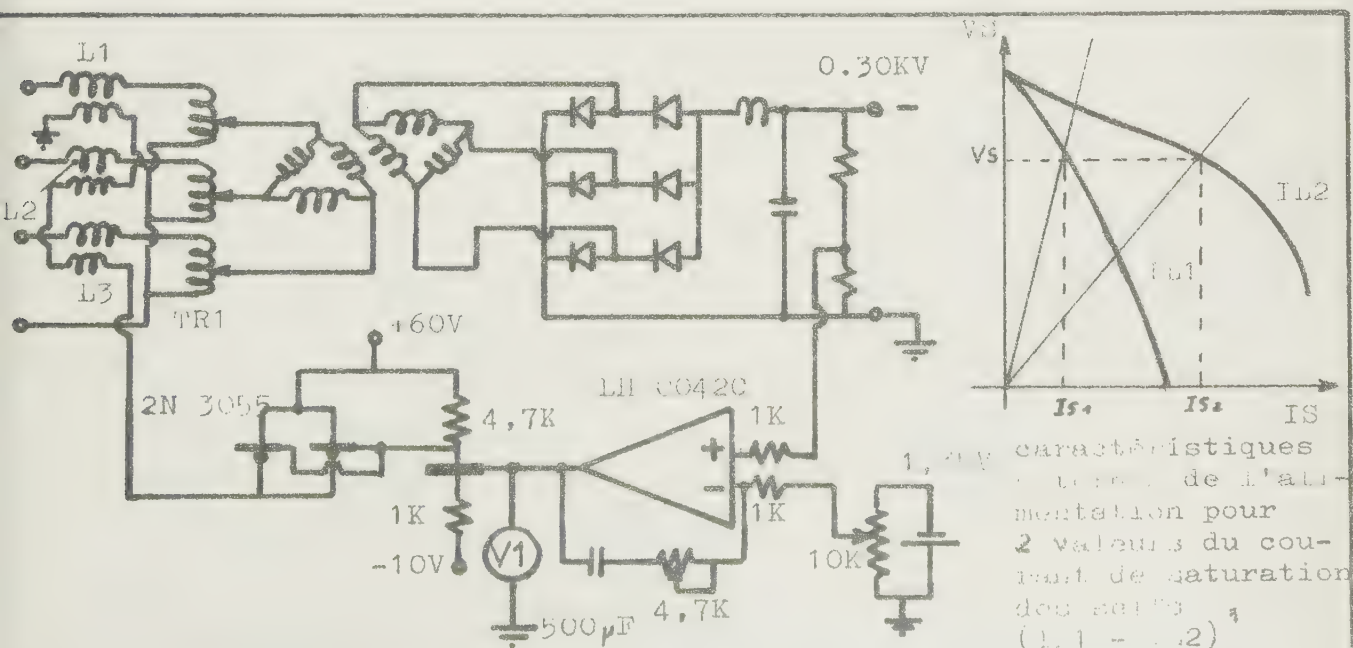


Fig. 15

Alimentation THT stabilisée en tension.

La stabilité de 10^{-4} est obtenue grâce à l'utilisation d'une pile au mercure comme élément de référence présentant des variations inférieures à $30 \mu\text{V}$ et un amplificateur d'asservissement dont les dérives à l'entrée sont inférieures à $50 \mu\text{V}$ pour 10 degrés de variation de température.

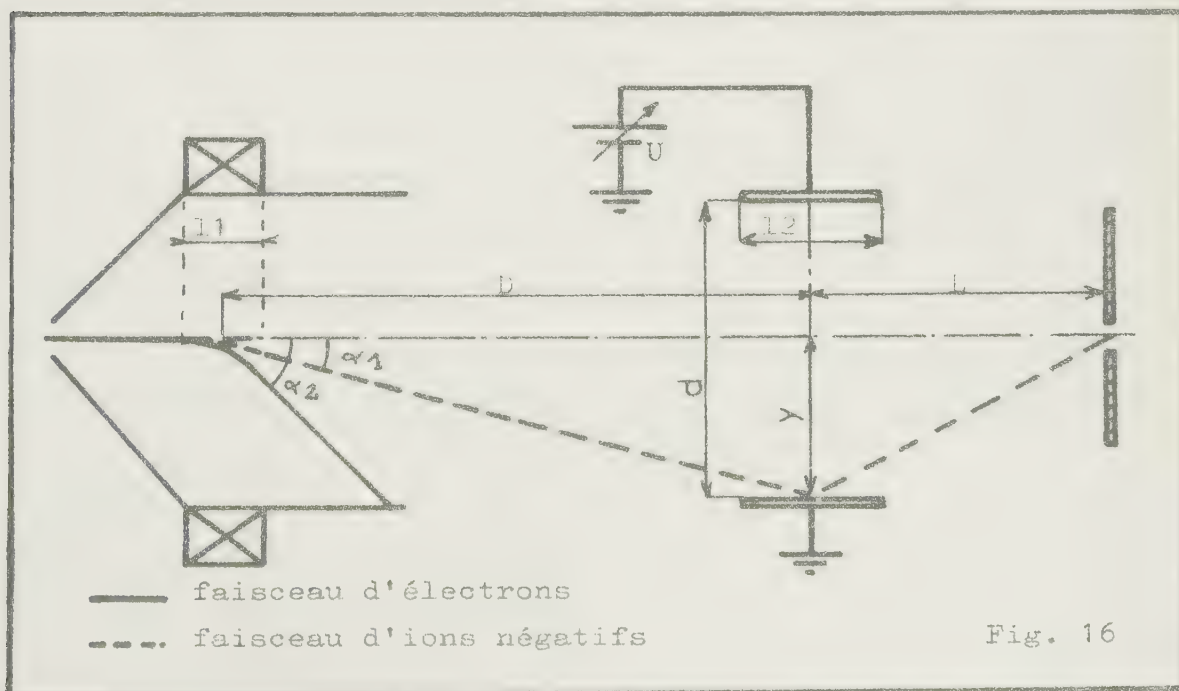
Les selfs ne permettent de rattraper que des variations de tension inférieures à 10 % ; des écarts supérieurs sont indiqués par le voltmètre V1 et l'on effectue alors un rattrapage manuel en agissant sur l'autotransformateur Tr1.

La détermination de la tension de focalisation se fait au moyen d'abaques (25) qui indiquent le rapport entre la tension d'extraction et la tension de focalisation en fonction de la distance focale et du grandissement.

Dans notre cas, une tension d'extraction de 4 kV nécessite une tension de focalisation de 13,5 kV, ce qui permet d'obtenir un point image de 2 mm de diamètre.

4. Séparation des ions et des électrons

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre (A-III-3), il est nécessaire de séparer les ions He^+ des électrons afin d'éviter les collisions au cours du transport du faisceau. Ils sont déviés suivant des angles α_1 et α_2 qui dépendent de leur masse. La condition essentielle est que les ions les plus légers du spectre à étudier (H^+) ne soient pas trop déviés de façon à passer entre les plaques servant à les recentrer sur l'analyseur en masse (Fig. 16).



Action de l'aimant de déviation des électrons et système de recentrage des ions.

La valeur $B = \frac{y}{1.1D} \sqrt{2 \frac{M}{e} V_0}$ permet de déterminer la valeur maximum du champ de déviation ;

avec $\frac{M}{e} = 1.05 \cdot 10^{-8}$ pour H^- en kg/C

V_0 = tension minimum utilisée pour l'extraction = 4 kV

$y = 3$ cm ; $1.1 = 1$ cm ; $D = 1$ m

d'où $B \leq 200$ Gauss

nous avons installé sur l'extracteur un aimant permanent de 150 Gauss.

3. Le système de centrage du faisceau

Le système utilisé est représenté sur la figure 13. Il se compose de deux paires de plaques polarisées, l'une horizontale (AA') déviant le faisceau dans la direction Oz, l'autre verticale (BB') déviant le faisceau suivant Ox.

Pour qu'un faisceau décalé d'une distance (y) figure 16 par rapport à l'axe (lorsqu'il passe entre les plaques) puisse être recentré sur le diaphragme à l'entrée de l'analyseur, il faut appliquer la tension U telle que :

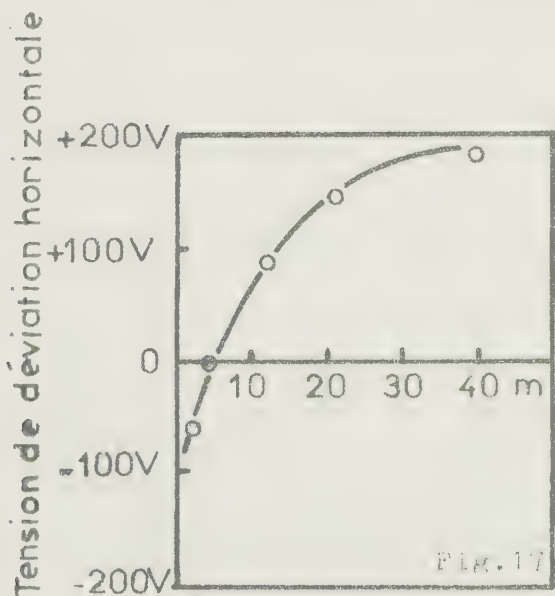
$$U = \frac{y}{L + \frac{l_2}{2}} \cdot \frac{d}{l_2} \cdot V_0 \quad (1)$$

avec L = distance entre le milieu d'une paire de plaques et le diaphragme

l_2 = longueur des plaques

d = distance entre 2 plaques

V_0 = tension d'accélération du faisceau



Le centrage horizontal permet de rattraper la déviation due au champ magnétique, la tension à appliquer sur les plaques BB' dépend donc de la masse des ions du faisceau.

Un abaque (fig. 17) a été établi expérimentalement. Il permet d'effectuer la correction nécessaire pour chaque type d'ion étudié.

4. Les systèmes du contrôle du faisceau

a) contrôle du courant total-

Le collecteur escamotable installé à la sortie de l'optique de focalisation (fig. 13) permet de contrôler le courant avant l'analyse en masse.

Les pertes, dans l'analyseur, seront déterminées par comparaison entre la valeur du courant d'ions au niveau du collecteur et la somme des courants d'ions après analyse.

Exemple : Avec une décharge d'hydrogène, nous avons réalisé au niveau du collecteur escamotable, l'enregistrement de la

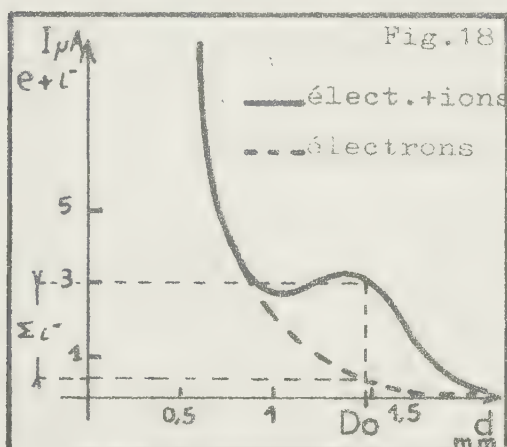


Fig. 18

figure 18. On effectue graphiquement la différence entre le courant total collecté et le courant d'électrons du point correspondant à la position D_0 choisie lors de l'analyse en masse ; ce qui donne $I^- = 2,7 \mu A$. Le courant d'ions H^- collectés après analyse en masse est de 300 nA.

Aucune autre composante du spectre n'excédant 10 nA, on pourra considérer que le courant d'ions négatifs extraits est essentiellement composé d' H^- .

On peut estimer le rendement de l'analyseur à :

$$n \mu = \frac{H^- \text{ après analyse}}{H^- \text{ avant analyse}} \times 100 = \frac{0,3}{2,7} = 11 \mu$$

b) contrôle du centrage-

Nous utilisons un système mis au point par Picot (26). il est composé de deux cadres et associé à l'ensemble de déviation du faisceau décrit précédemment. Les oscillogrammes représentés sur la figure 19 sont obtenus en appliquant une tension de balayage sur les plaques du système de déviation et représentent des impulsions de courant collectées par le cadre

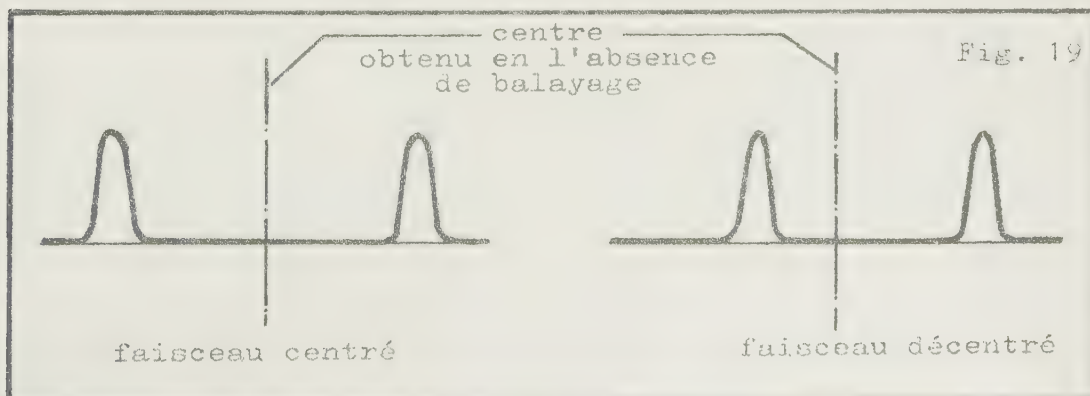


Fig. 19

Centrage du faisceau : allure des oscillogrammes.

c) contrôle de la focalisation

La largeur des impulsions observées sur l'oscilloscope dépend de l'épaisseur du fil constituant le cadre et de la largeur du faisceau ; elle est égale à :

$$v = \frac{d + 2 df}{D} \cdot V1 \quad \text{avec :}$$

v = valeur de la tension de balayage nécessaire pour faire apparaître toute l'impulsion

$V1$ = valeur de la tension nécessaire pour joindre les deux côtés du cadre

d = diamètre du fil du cadre

D = largeur du cadre

df = diamètre du faisceau

On peut donc connaître l'épaisseur df du faisceau

$$df = \left(\frac{v}{V1} \cdot \frac{D}{2} \right) - \frac{d}{2}$$

L'observation des valeurs de v dans le sens vertical puis dans le sens horizontal, permet de déterminer la forme de la section du faisceau.

IV - ANALYSE DES IONS

Cette partie de l'appareillage est destinée à effectuer l'analyse, en masse des ions extraits et pour chaque type d'ions une étude de la dispersion en énergie.

Il se compose donc d'un secteur magnétique effectuant la séparation proprement dite, d'un système de mesure du courant analysé (nous décrirons deux systèmes distincts suivant l'abondance des ions considérés) et enfin, d'un système d'enregistrement automatique des différents spectres.

1. Séparation en masse ou en énergie

a) description

L'élément séparateur est constitué par un champ magnétique homogène, perpendiculaire à la trajectoire des ions, fourni par un électro-aimant à secteur magnétique de 60°. Ce type de séparateur a été retenu parce qu'il peut analyser des ions présentant une énergie de plusieurs kev et qu'il pourra être avantageusement utilisé simultanément en analyseur de masse et d'énergie.

L'étude classique de ce type d'appareil montre que la

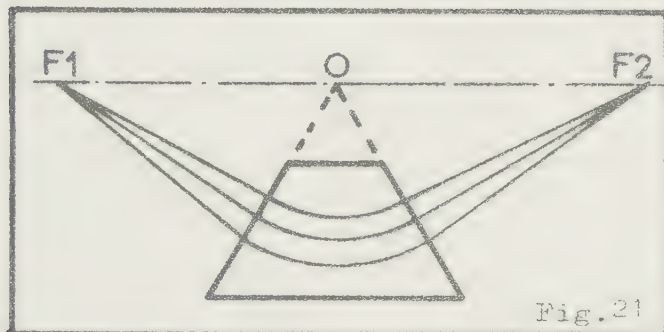


Fig. 21

focalisation en direction des ions de même masse est réalisée au premier ordre lorsque la fente objet "F1", la fente image "F2" et le centre de courbure (O) de la trajectoire sont alignés, figure 21.

Focalisation de direction.

Pour un faisceau d'ions monocinétique l'appareil sélectionne les ions suivant leur masse.

Si l'on considère à présent un faisceau d'ions de même masse, mais de vitesse légèrement différente, comprise entre v et $v + \Delta v$, nous pouvons relier l'écart relatif de vitesse $\frac{\Delta v}{v}$ ou l'écart relatif d'énergie $\frac{\Delta U}{U}$ à

l'écart en position $\Delta x 1$ du niveau du collecteur par la relation :

$$\Delta x 1 = \frac{\Delta v}{v} \cdot 2r = \frac{\Delta U}{U} \cdot r \quad (27)$$

r = rayon de la trajectoire décrite

Des ions de même masse, mais de vitesse différente n'auront donc pas la même trajectoire. Il faut cependant que l'écart provoqué par la variation de vitesse soit faible si l'on veut analyser des masses ne différant que d'une unité.

Ainsi si l'écart relatif $\Delta x 2$ provoqué par une variation relative de masse est donné par la relation :

$$\Delta x 2 = \frac{\Delta M}{M} \times r \quad (27)$$

il faut que $\Delta x 1 \leq \Delta x 2$, d'où :

$$\frac{\Delta v}{v} \leq \frac{\Delta M}{M}$$

Pour l'extraction, on utilise généralement une tension de 4 kV et l'écart de potentiel dans une décharge duoplasmatron est au maximum de 100 V (tension entre le plasma cathodique et l'anode) ;

d'où :

$$\frac{\Delta M}{M} \leq \frac{1}{40}$$

pour une tension d'extraction de 4 kV, le système sera donc utilisable jusqu'à la masse 40.

Pour des ions de masse faible, l'écart du à la dispersion en vitesse peut être mesuré sans pour autant perturber la séparation de masse. On obtient ainsi la dispersion en énergie du faisceau.

b) étalonnage en masse

Si l'on suppose tous les ions monochargés et le faisceau monocinétique, il existe une relation directe entre le courant d'excitation de champ magnétique (I) et la masse (M) de l'ion trié :

$$I = kM^2 + A$$

La constante A est introduite pour compenser un décalage d'origine constaté expérimentalement.

Pour étalonner le spectromètre, il faut déterminer les constantes K et A et pour cela disposer de deux masses étalon.

Nous avons étalonné le spectromètre à l'aide de deux types d'ions suffisamment abondants H^+ et O^+ . La masse de l'ion trié en fonction du courant d'excitation I du champ magnétique est alors donnée par la relation :

$$M = \left(\frac{I - A}{K} \right)^2$$

pour une tension d'extraction de 4 kV $K = 1230$ et $A = -60$

c) étalonnage en énergie - (étalonnage relatif)

Considérant un faisceau d'ions monocinétiques de la masse étudiée, on modifie de ΔV (de l'ordre de 100 V) la tension d'extraction et l'on note l'écart ΔI de courant d'excitation du champ magnétique nécessaire pour replacer le faisceau sur la même trajectoire. On peut ainsi mesurer les écarts d'énergie entre pics.

2. Détection et mesure du courant d'ions

Suivant l'intensité du faisceau d'ions étudiés, on utilise deux systèmes distincts de collection et de mesure du courant équivalents.

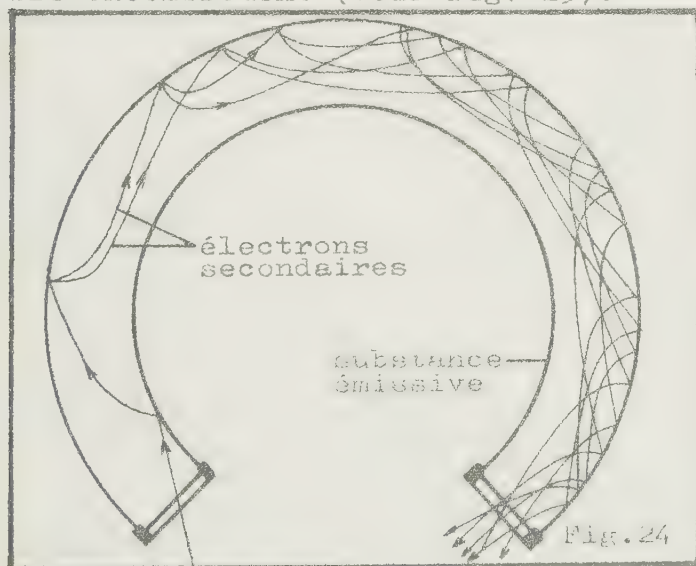
b) collection et mesure des courants d'ions
inférieurs à 10^{-13} A

La limitation en sensibilité du précédent système nous oblige pour la détection d'ions peu abondants, à utiliser un dispositif présentant peu de bruit de fond.

Le gain en sensibilité est obtenu par l'utilisation d'un multiplicateur d'électrons tubulaire et l'amélioration du rapport signal/bruit par l'emploi de méthodes statistiques.

L'ensemble de l'appareillage est représenté sur la figure 23, le type de multiplicateur d'électrons utilisé est de conception récente (28 - 29). Il s'agit d'un tube en verre ayant la forme d'un limaçon dont la paroi interne est un revêtement émissif à résistance élevée. Si l'on applique une tension aux bornes du tube la surface interne forme alors une dynode continue. Un ion pénétrant par l'extrémité basse tension du multiplicateur produit des électrons secondaires, lorsqu'il heurte la paroi interne du tube. La figure 24 représente le mécanisme interne d'émission secondaire.

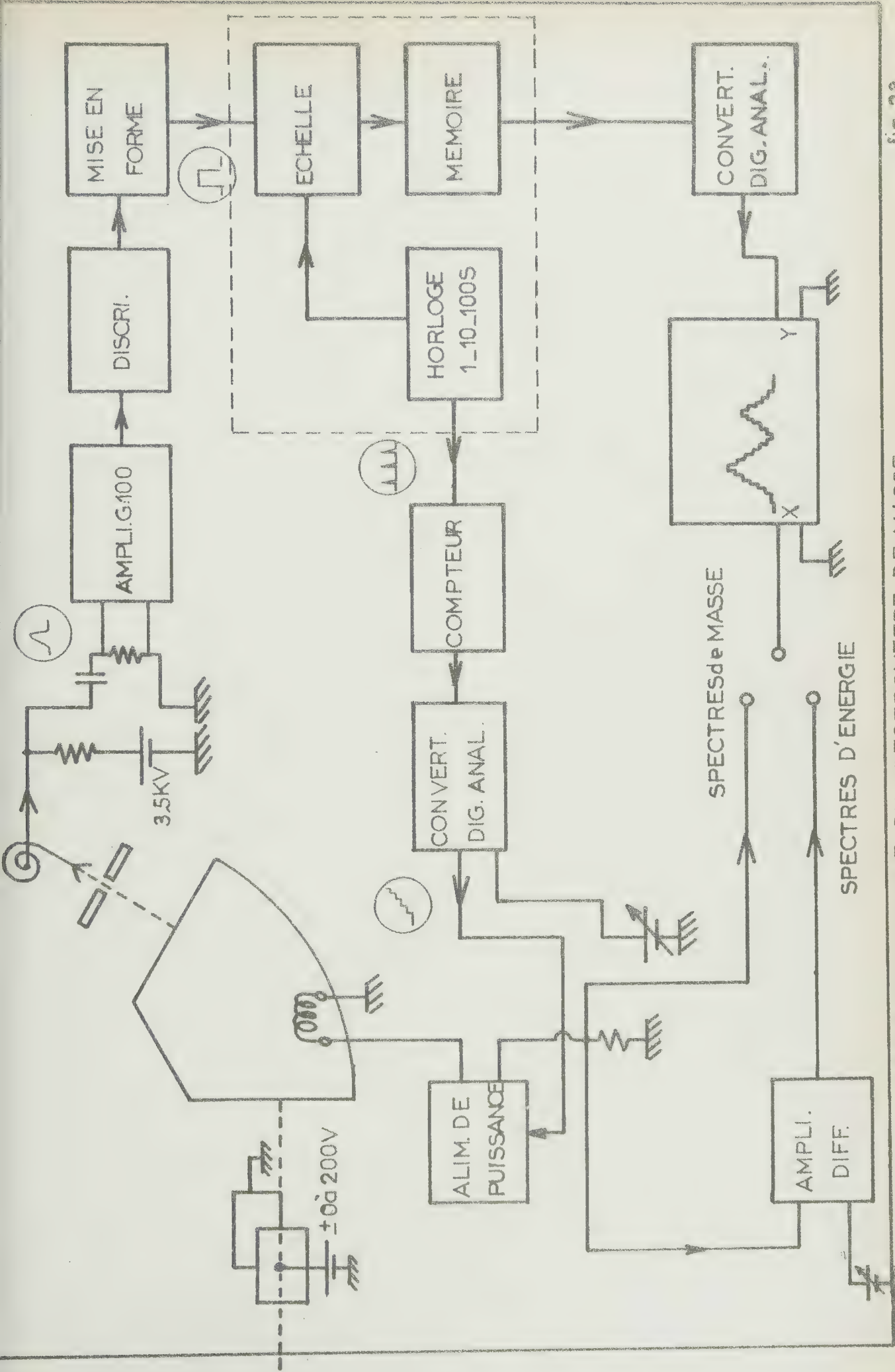
Les avantages de ce type d'appareil par rapport aux multiplicateurs classiques à dynodes ou magnétiques sont les suivants : très faible bruit de fond (0,1 coup/seconde), faible encombrement (voir fig. 25).



Le gain est du même ordre de grandeur que les multiplicateurs à dynode (10^8 à 10^9). Comme tous les dispositifs utilisant les propriétés de l'émission secondaire, il varie avec la masse et l'énergie des particules incidentes, mais également avec la pression : lorsqu'un paquet d'électrons approche de l'extrémité du multiplicateur, il est suffisamment dense pour ioniser un nombre important d'atomes de gaz résiduel dans le tube. Ces

ions positifs, sous l'influence du champ électrique, retournent vers l'entrée du tube portée au potentiel le plus négatif.

Nous verrons que, dans le cas d'utilisation du multiplicateur associé à un système de comptage d'impulsions, on pourra tolérer de grandes variations de gain sans que l'étalonnage global de l'instrument soit affecté.



SCHEMA SYNOPTIQUE DU SPECTROMETRE DE MASSE



Le seul inconvénient de ce type de multiplicateur concerne sa faible capacité d'admission d'ions. En effet, lorsque le faisceau fournit plus de 10^5 ions par seconde au multiplicateur la charge d'espace négative se créant à l'extrémité du tube, s'oppose au champ accélérateur et peut interrompre totalement la progression des électrons secondaires vers la sortie.

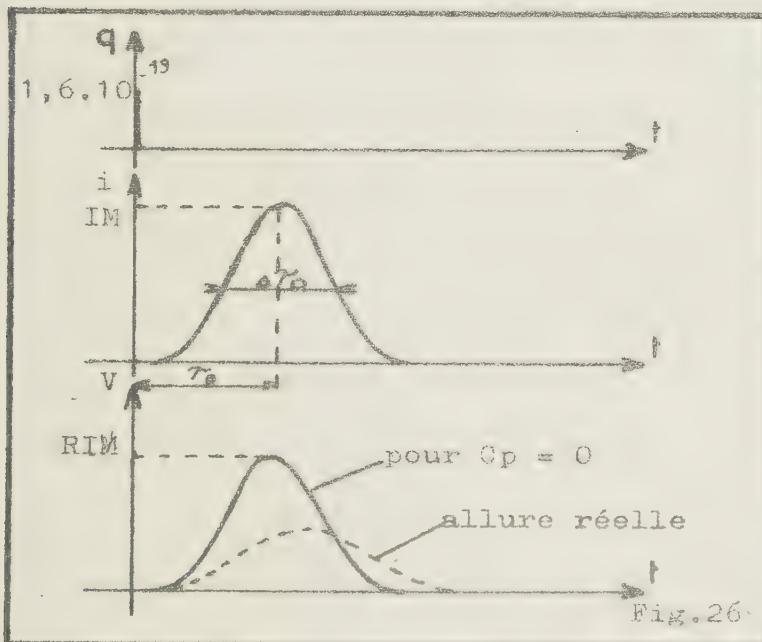
c) mesure du courant d'ions (cas des ions peu abondants)

Le multiplicateur nous fournissant une impulsion de charge la mesure du courant d'ions doit se faire au moyen d'un dispositif comprenant :

- . le traitement de l'impulsion
- . le comptage des impulsions

Transformation de l'impulsion de charge en impulsion de tension

Un ion entrant dans le multiplicateur génère par émission secondaire un paquet d'électrons. Si G est le gain du multiplicateur, nous aurons à la sortie une impulsion de charge $G \cdot q$. La progression des électrons dans le tube se fait suivant des trajectoires aléatoires, si bien que l'impulsion de courant $i = \frac{dq}{dt}$ au bout du multiplicateur a une allure Gaussienne, fig.26.



$$i = IM e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{\Delta\tau_0}\right)^2}$$

avec τ_0 = temps de transit moyen des électrons dans le multiplicateur de 8 ns pour celui que nous utilisons.

$\Delta\tau_0$ = dispersion du temps de transit de 10 ns dans notre cas.

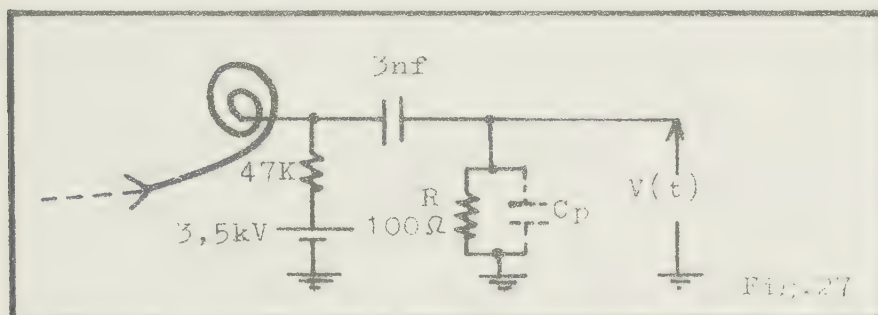
La connaissance du gain G et de la dispersion de temps de transit permet de déterminer la valeur de IM .

$$G \cdot q = Q_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} IM e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{\Delta\tau_0}\right)^2} dt = IM \cdot \Delta\tau_0 \sqrt{\pi}$$

d'où

$$IM = \frac{Q_0}{\Delta\tau_0 \sqrt{\pi}} \quad \text{et} \quad i = \frac{Q_0}{\Delta\tau_0 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{\Delta\tau_0}\right)^2}$$

Pour pouvoir être utilisée, l'impulsion de charge devra être transformée en une impulsion de tension à l'aide du circuit décrit sur la figure 27.



Transformation de l'impulsion de charge en impulsion de tension

L'impulsion de tension $V(t)$ serait égale à $\frac{RGq}{\Delta\tau_0\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{\Delta\tau_0}\right)^2}$

son amplitude étant $V_M = \frac{RGq}{\Delta\tau_0\sqrt{\pi}}$ s'il n'y avait pas la capacité parasite "Cp" inhérente à tout système qui déforme l'impulsion en la limitant en amplitude et en élargissant.

On choisit R de façon telle que la constante de temps RC_p reste faible devant $\Delta\tau_0$ tout en permettant d'obtenir une impulsion de tension suffisamment grande par rapport au niveau de bruit à l'entrée des circuits chargés de l'amplifier. Elle est ensuite amplifiée sans déformation.

L'amplificateur réalisé possède les caractéristiques suivantes : (gain : 100, bande passante 120 M Hz et stabilité meilleure que 1 %), il est suivi d'un discriminateur éliminant l'essentiel des impulsions parasites, puis d'un circuit de mise en forme qui fournit une impulsion calibrée de 50 ns de largeur ce qui détermine le temps de résolution de l'ensemble de l'appareillage.

d) précision des mesures

La précision des mesures est limitée par deux facteurs : d'une part le temps de résolution de la chaîne de comptage et d'autre part, l'erreur statistique de comptage.

Erreur statistique -

Cette cause d'incertitude est due à la nature même du phénomène de production des ions. Ceux-ci arrivent au hasard et l'erreur relative commise sur le nombre d'ions collectés, croît si la durée du comptage diminue. Si nous comptons n impulsions pendant un intervalle de temps déterminé, l'erreur statistique déterminée par l'écart-type est égale à $\sqrt{n}$. L'erreur relative est donc égale à :

$$\frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Lorsqu'une partie du comptage est due à du bruit, la valeur de l'erreur est alors de :

$$d = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} \quad \text{avec :}$$

d_1 = erreur correspondant au comptage de la somme
bruit + ions

d_2 = erreur correspondant au comptage du bruit

donc :

$$d = \sqrt{n_1 + n_2}$$

n_1 = étant le nombre total d'impulsions comptées

n_2 = étant le nombre total d'impulsions dues au bruit

l'erreur relative est :

$$\frac{d}{n} = \frac{\sqrt{n_1 + n_2}}{n_1 - n_2}$$

Pour des comptages effectués sur un temps de une seconde le bruit au voisinage de la masse 4 est de 100 c/s environ.

Afin de ne pas commettre une erreur supérieure à 10 %, nous effectuerons des mesures avec des temps de comptage appropriés de façon à respecter l'inégalité :

$$\frac{d}{n} = \frac{\sqrt{n_1 + n_2}}{n_1 - n_2} \leq 0,1$$

Le tableau de la page 22, fait apparaître les différents temps de comptages utilisés correspondant à différentes sensibilités du courant de He^- permettant de conserver une précision de 10 % sur les mesures.

n_1/s	Temps de comptage	n/s
1260	0,1s	1160
300	1s	200
150	10s	50
115	100s	15

n_2 = nombre d'impulsions de bruit par seconde ≈ 100

N = nombre d'impulsions d'ions par seconde

Erreur introduite par le temps de résolution

Sachant que le multiplicateur sature pour 10^5 ions par seconde, nous déterminerons l'erreur de comptage provoquée par le temps mort en appelant :

n_0 : le nombre d'ions par intervalles de temps

n : le nombre d'ions observés

T_{res} : le temps de résolution de la chaîne comprenant le multiplicateur, le transformateur "charge tension", l'amplificateur et la mise en forme qui est de 50 ns (§ 5, 2 C).

Si l'on effectue des comptages pendant un intervalle de temps de une seconde, le dispositif sera insensible pendant une durée égale à n Tres et fonctionnera seulement pendant $(1 - n \text{ Tres})$; d'où $n = n_0 (1 - n \text{ Tres})$. L'erreur relative sur n est : $\frac{n - n_0}{n} = n_0 \text{ Tres}$. Dans notre cas $n_0 \text{ Tres} =$

$$50 \text{ ns} \times 10^5 = 0,5 \%$$

Cette erreur pourrait être corrigée, mais comme elle est beaucoup plus petite que 10 %, cette correction est inutile.

3. Enregistrement automatique des spectres

Le schéma électrique de cet ensemble apparaît sur la figure 28 et le diagramme du temps du système sur la figure 29.

Le comptage enregistré au niveau de l'échelle (C1) sous forme d'un nombre d'ions par intervalle de temps est mémorisé à la fin de chaque mesure. Cette information numérique est transmise à un convertisseur digital analogique (DA1) qui nous fournit une tension continue (VS2) proportionnelle au courant d'ions. Cette information est transmise à la voie y de l'enregistreur. A l'instant de l'arrêt d'un comptage, on génère une impulsion (VS4) que l'on introduit dans un compteur (C1, C3, C4). L'information binaire prélevée sur ce compteur est envoyée dans un deuxième convertisseur digital analogique (DA2) qui génère ainsi une tension en marche d'escalier (VS1) que l'on superpose à la tension de référence de l'alimentation de l'électro-aimant d'analyse. Le courant d'excitation du champ varie donc par palier ; une information proportionnelle à ce courant est envoyée sur la voie x de l'enregistreur.

Le spectre de masse est donc réalisé à l'aide d'un nombre fini de points de mesures dont la quantité est réglable par (C1 et D1) suivant la finesse d'enregistrement désirée.

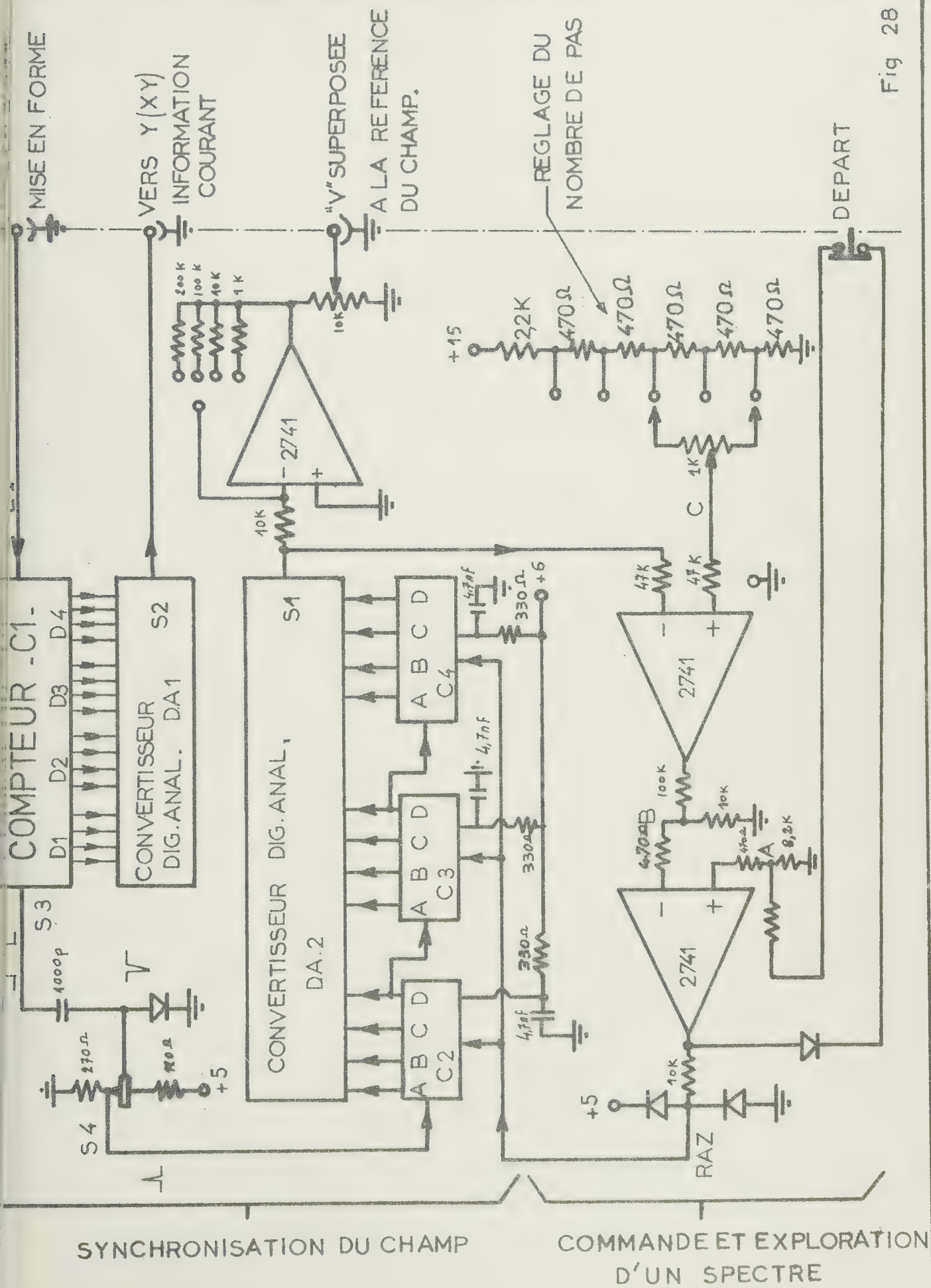
Le réglage d'exploration d'un spectre et sa commande sont réalisés par les circuits ainsi définis dans la fig. 28 dont le diagramme des temps apparaît sur la fig. 29 b.

V - DISPOSITIF D'ANALYSE EN ENERGIE DES ELECTRONS

Les spectres en énergie des ions négatifs font apparaître plusieurs populations ioniques d'énergies différentes. Elles sont issues des différents plasmas de la décharge.

L'étalonnage par le spectromètre de masse permet de déterminer l'écart d'énergie entre ces populations mais on ne connaît pas leur origine dans le duoplasmatron. C'est pourquoi, il est nécessaire d'effectuer par une méthode absolue un spectre en énergie des électrons des différents plasmas.

La comparaison des spectres en énergie des électrons et des ions négatifs réalisés dans les mêmes conditions expérimentales permet cette détermination. A cet effet, nous avons utilisé un analyseur électrostatique à champ retardateur.



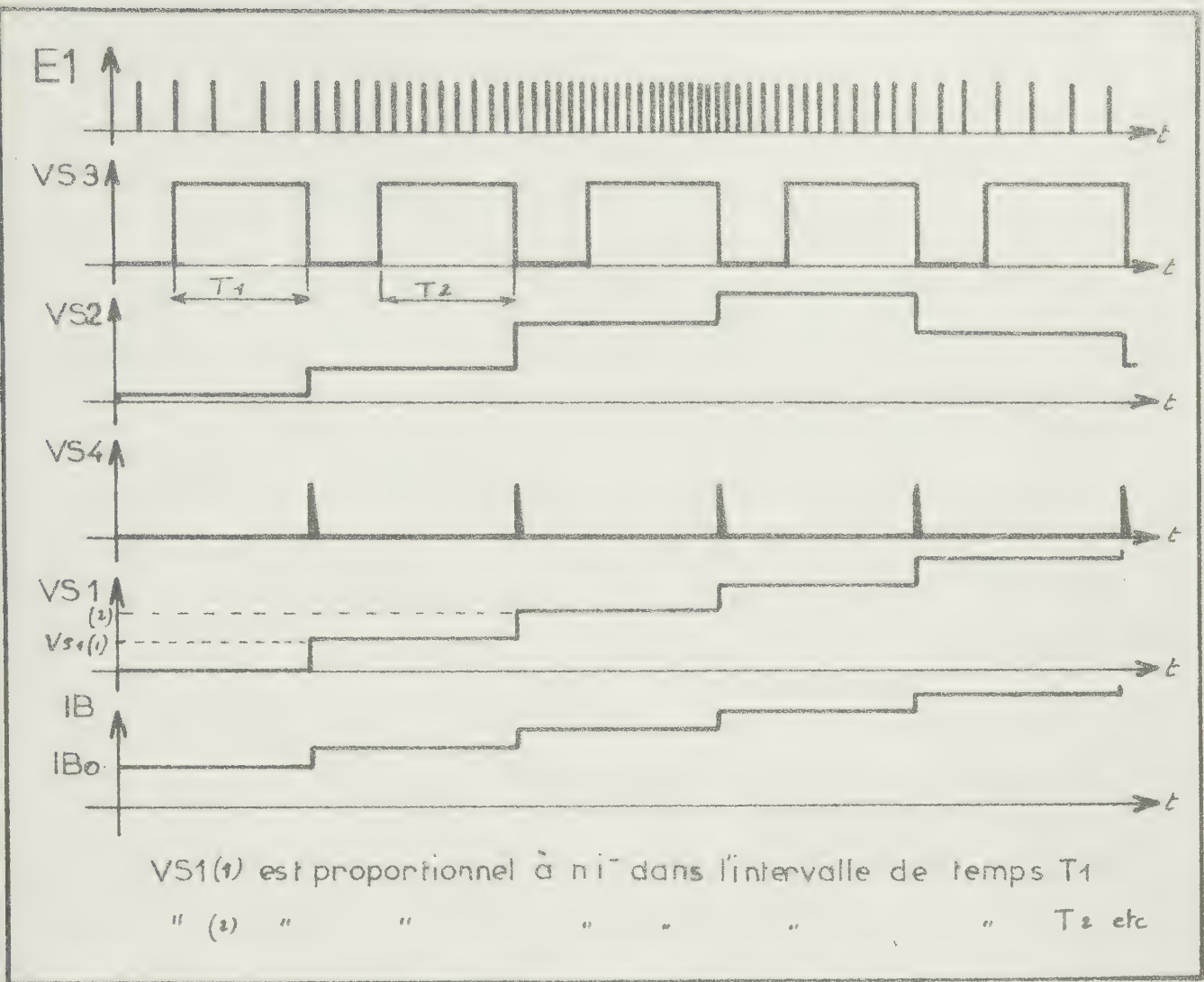
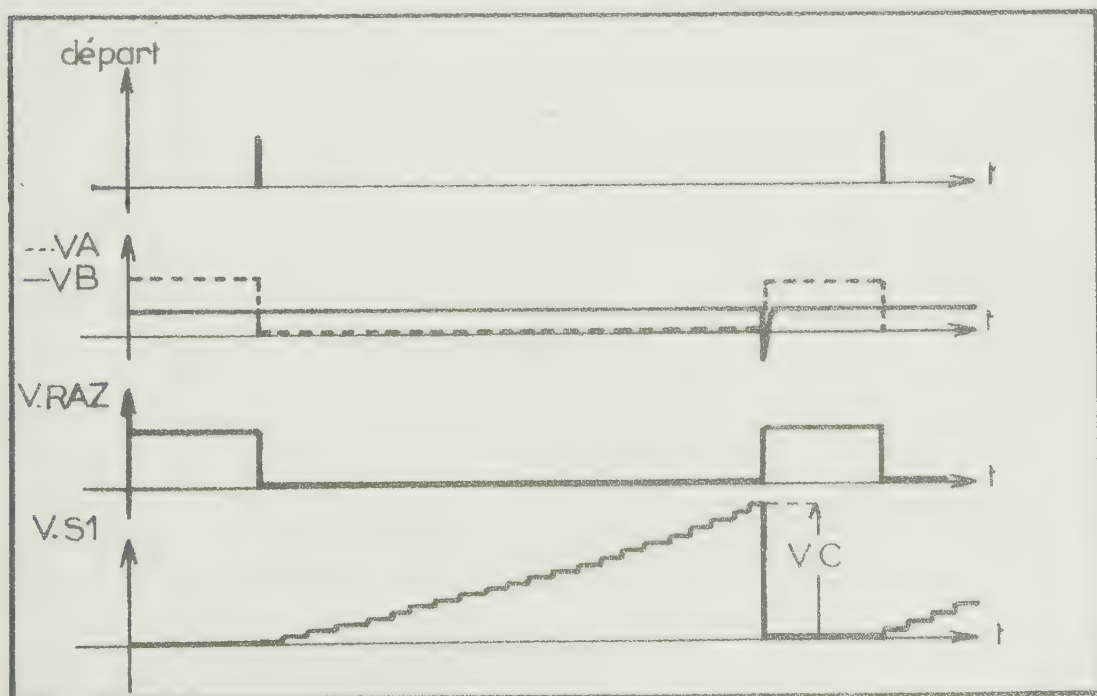


Fig 29a

DIAGRAMME DU TEMPS DU SYSTEME DE SYNCHRONISATION DU CHAMP



COMMANDE ET EXPLOITATION D'UN SPECTRE

fig 29 b

1. Description de l'appareillage

Le dispositif complet est décrit sur la figure 30. Ici, l'axe de l'anode et des différentes électrodes du système coïncide avec l'axe de la décharge. La première électrode "E" est polarisée positivement. Son rôle est de repousser les ions positifs du plasma et de définir un faisceau fin par deux diaphragmes de 1 mm de diamètre. Sur la deuxième électrode G est appliquée une tension variable qui, crée une barrière de potentiel retardatrice de hauteur réglable et qui effectue la sélection en énergie.

L'électrode C et la grille placée devant, constituent une cage de Faraday. Elle collecte les particules dont l'énergie a été suffisante pour traverser la barrière de potentiel.

Le courant collecté enregistré en fonction de la tension appliquée à l'électrode retardatrice fournit la courbe intégrale du spectre d'énergie.

La dérivation permettant d'obtenir le spectre réel est obtenue en superposant à la barrière de potentiel lentement variable ($V_g = 0,01$ Hz) une petite tension alternative de 280 Hz. Le principe de cette méthode de dérivation exposée par Haug (30) est basé sur la mesure de l'amplitude d'un harmonique créé par superposition sur une tension en dent de scie V_g d'une petite tension alternative $v \sin \omega t$. Cet harmonique est proportionnel à $v I' (V_g)$.

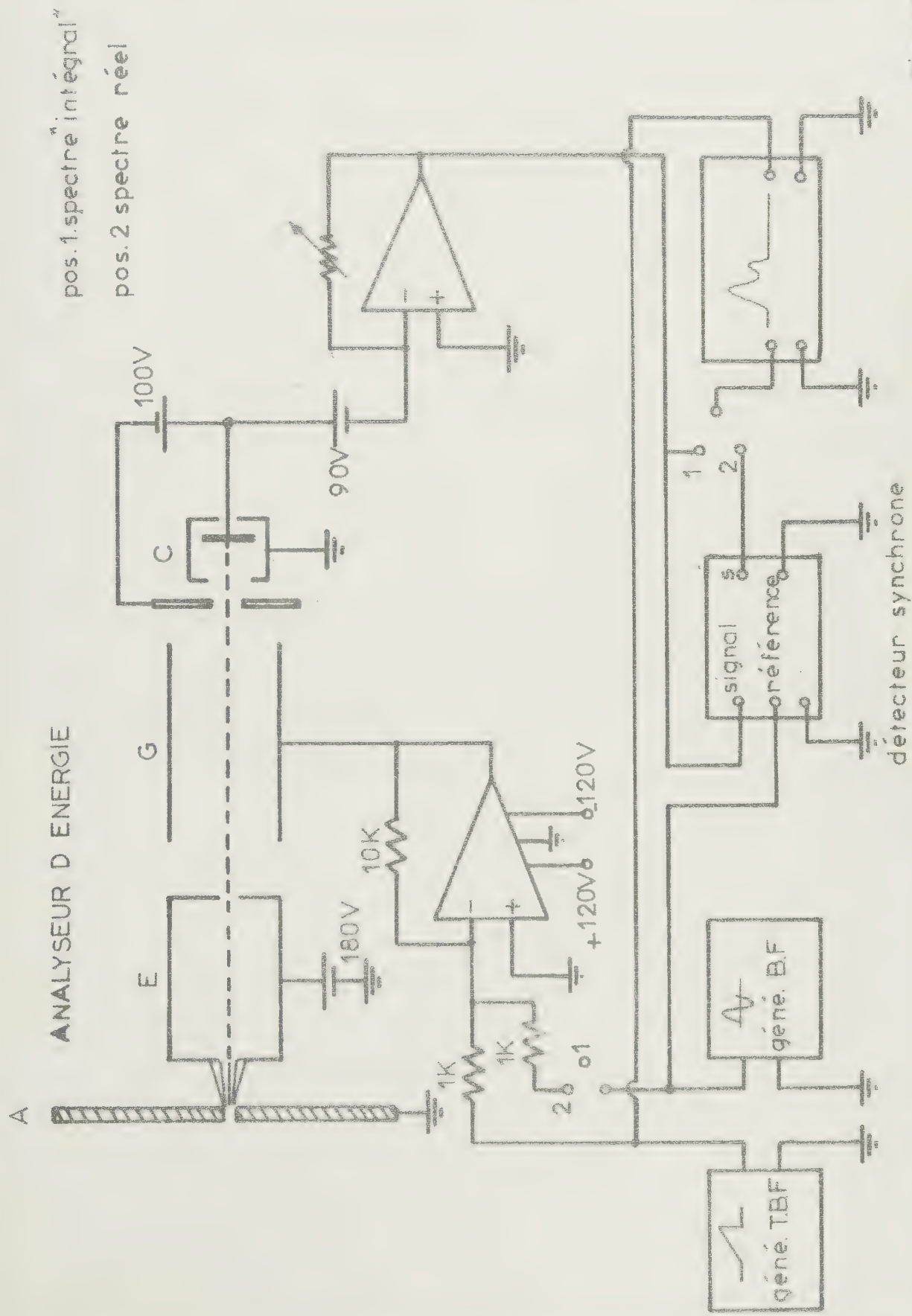
Le système d'analyse introduit un niveau de bruit important. Comme la tension de modulation $v \sin \omega t$ doit rester d'amplitude très faible pour réaliser une dérivation correcte, il se trouve qu'au niveau de la détection le signal utile est noyé dans le bruit. Un filtrage simple étant insuffisant, nous avons réalisé un détecteur synchrone. Cet appareil en réalisant l'intercorrélacion entre le signal de fréquence ω noyé dans le bruit et le signal de même fréquence fourni 2π par le générateur de modulation, fournit une tension continue uniquement proportionnelle au signal utile.

2. Utilisation des spectres d'électrons

Le spectre fournit l'énergie des particules pénétrant dans le dispositif d'analyse. Le potentiel de référence est celui de l'anode, par conséquent l'origine des énergies correspond à une particule sans vitesse initiale au potentiel de l'anode et l'énergie la plus probable de chaque population indique le potentiel des lieux respectifs de formation.

En utilisant un voltmètre haute impédance branché sur une sonde placée dans le plasma cathodique, on peut distinguer la population appartenant au plasma cathodique.

Le voltmètre utilisé ayant une impédance de 10^9 , on peut considérer que la sonde est portée à un potentiel flottant.

[illegible]

Dans ce cas, la tension de gaine s'établissant entre la sonde et le plasma est égale à :

$$V_g = \frac{KT_e}{2e} \quad \text{Log} \quad \frac{\pi}{2} \times \frac{M}{m} \quad (31)$$

Dans une décharge d'hélium $V_g = 4,75 T_e$ (eV)

avec :

$T_e = 2$ eV (valeur courante) $V_g = 9,5$ V

d'où :

$V_{pK} = V$ lue sur le voltmètre - 9,5 V

Les populations ayant une énergie inférieure appartiennent donc aux plasmas situés dans le canal de l'électrode intermédiaire.

C O N C L U S I O N

Nous verrons dans la partie suivante que l'appareillage possède des performances suffisantes pour la mise en évidence des ions He^+ et de leur étude. En particulier, on a pu définir les conditions de formation et les mécanismes qui favorisent leur extraction.

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATIONS

=====

I - MISE EN EVIDENCE DE L'ION He^- DANS UNE DECHARGE DUOPLASMATRON

L'enregistrement de la figure 31 représente le spectre de masse des ions négatifs extraits d'une décharge d'hélium et collectés dans une cage de Faraday.

Ce spectre permet d'observer les impuretés présentes dans la décharge ; on distingue :

- . les impuretés d'origine atmosphérique ($\text{N}^- \text{O}^- \text{OH}^- \text{O}_2^-$).
- . les impuretés provenant de la pollution de la source H^- . Le courant de 5 nA d'ions enregistré passe à 45 nA quand l'électrode intermédiaire n'est plus refroidie. Ces ions H^- proviennent donc de la désorption des électrodes de la source utilisée antérieurement avec de l'hydrogène.
- . les impuretés provenant de la décomposition de molécules organiques (huile de pompe à diffusion).

Dans ces conditions, les hélions négatifs ne sont pas visibles dans ce spectre. Une exploration détaillée de toutes les conditions de décharge ne permet pas de les faire apparaître, mais il faut remarquer que la sensibilité de détection est limitée à un courant minimum de l'ordre de 10^{-13} A .

C'est pourquoi, on réalise le spectre de masse des ions négatifs issus d'une décharge d'azote en utilisant le dispositif de détection à haute sensibilité. La décharge est effectuée après un pompage prolongé dans la source afin d'éliminer au maximum les traces d'hélium. Les résultats sont représentés sur la figure 32.

On y retrouve les différentes impuretés enregistrées lors de l'expérience précédente, mais on observe que, pour chaque population dont le courant d'ions dépasse 10^5 ions par seconde ($\text{H}^- \text{C}^- \text{CH}^- \text{N}^-$) l'effet de saturation écrit dans le paragraphe (B, IV b) apparaît. Ce spectre comporte deux nouvelles populations X1 et X2 (a et b) qui ne sont pas centrées sur des valeurs entières de l'échelle de masse atomique ($\text{X1} = 5,5$; $\text{X2 a} = 8,2$ et $\text{X2 b} = 9,1$). Les variations de certains paramètres de la source (le champ magnétique et le décalage des axes) n'ont aucune influence sur ces populations. Il s'agit probablement d'ions formés par collision entre les éléments du faisceau et les molécules de gaz résiduel dans l'enceinte d'analyse. La grande dispersion en énergie proviendrait donc de la dispersion en vitesse provoquée par les chocs.

SPECTRE D'IMPURETES DANS UNE
DECHARGE D'HELIUM

(collecteur : cage de faraday)

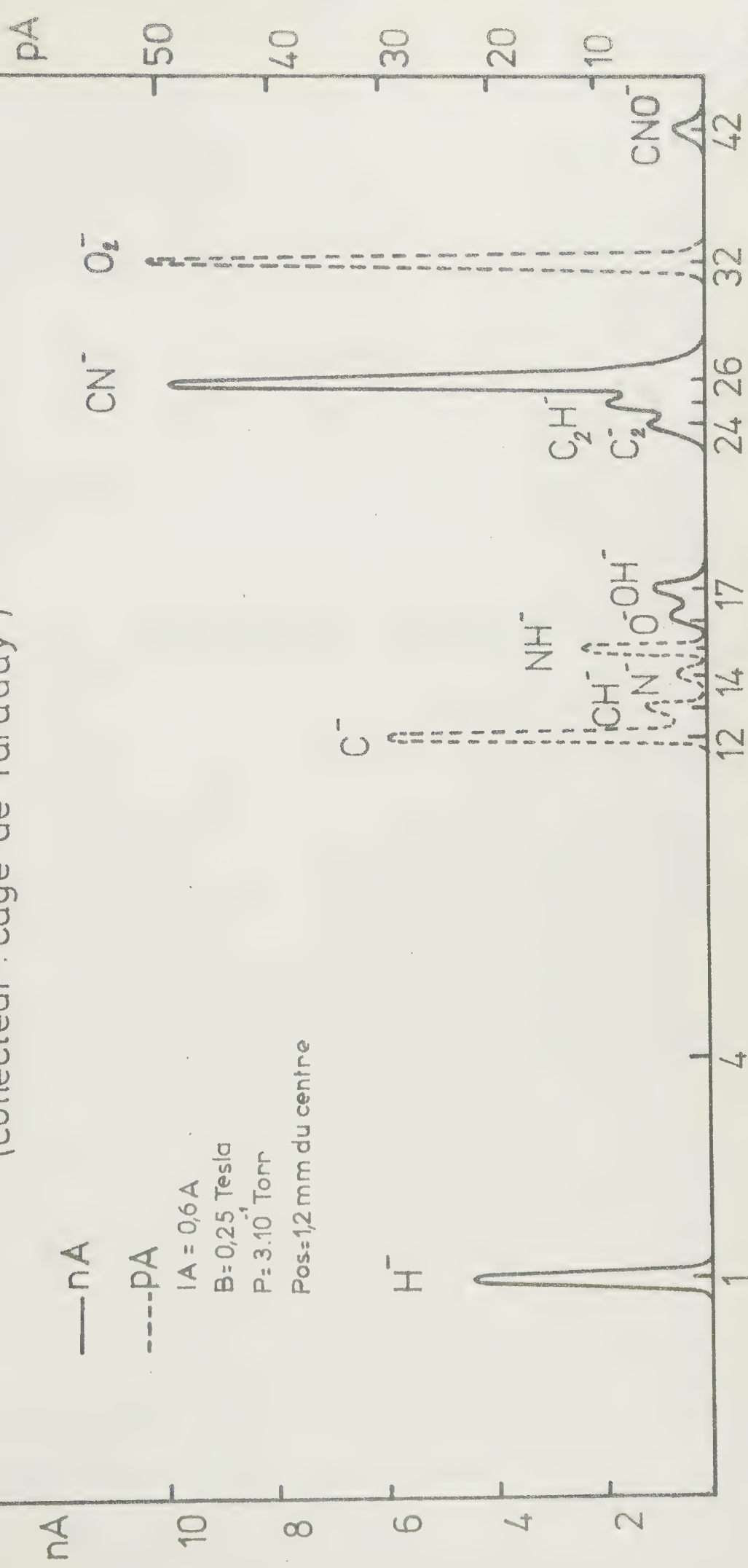
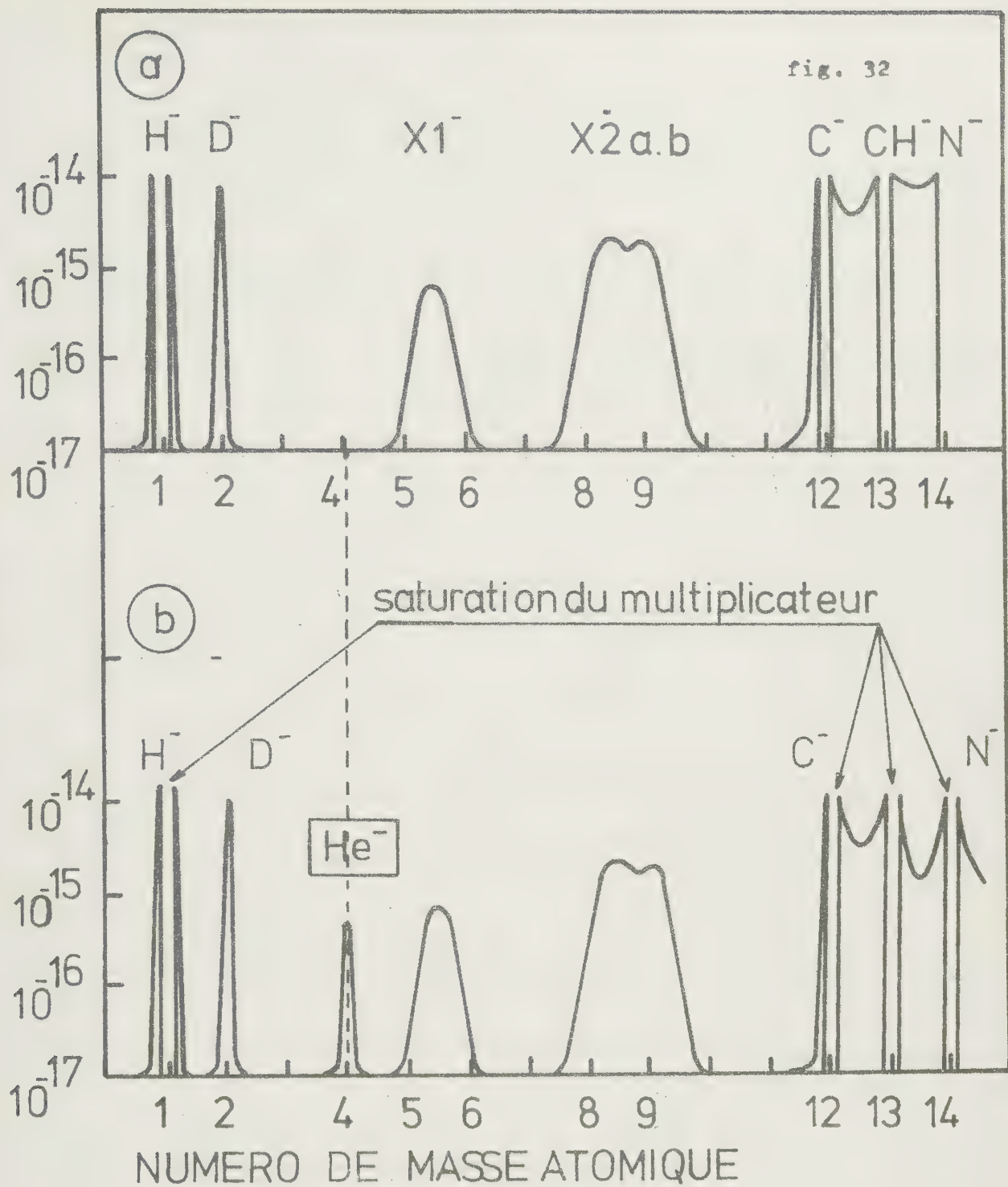


fig. 32



- (a) Décharge d'azote
- (b) Décharge d'hélium

P: 0,130 Torr

IA: IA

B: 0,25 Tesla

Pos: 1,2 mm du centre

En remplaçant le gaz de décharge (Azote) par de l'hélium et dans des conditions identiques de courant d'arc, de champ magnétique et de pression, nous obtenons le spectre de la figure 32 b où apparaît le "pic" He^+ correspondant à la masse 4.

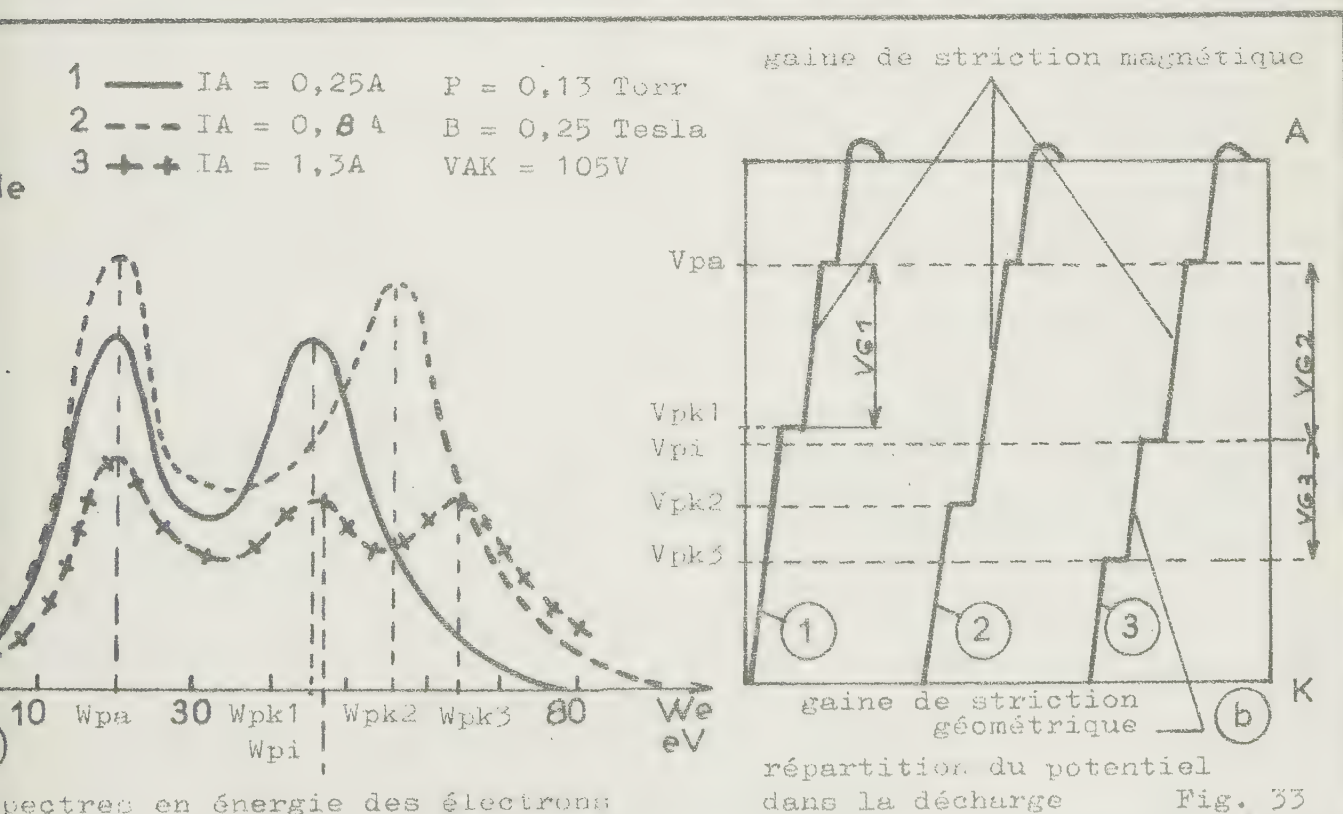
II - DETERMINATION EXPERIMENTALE DU LIEU DE FORMATION DES IONS He^+

1. Etude expérimentale du fonctionnement de la source au moyen des spectres en énergie des électrons dans une décharge d'hélium

Cette étude se limitera essentiellement à la gamme des pressions permettant la production des ions He^+ .

Comme nous le verrons dans le chapitre III, les conditions de pression de gaz permettant l'extraction d' He^+ se limitent à des pressions inférieures à 0,2 Torr, domaine ne correspondant pas au régime normal de fonctionnement du duo-plasmatron lorsqu'il est utilisé en tant que générateur d'ions positifs. Dans ce cas, la plage de pression utilisable se situe généralement entre 0,2 et 1 Torr et on obtient un maximum de production d'ions He^+ vers 0,5 Torr (31).

La figure 35 a représente les spectres en énergie des électrons pour divers courants d'arc permettant d'établir les cartes du potentiel de la décharge (fig. 33b).



spectres en énergie des électrons et carte des potentiels établie d'après spectres.

Dans notre source le filament est proche de l'entrée du canal de l'électrode intermédiaire.

Dans ces conditions la décharge s'établit directement entre cathode et anode sans qu'apparaisse nécessairement une gaine de striction géométrique. Soumise à l'action de la compression magnétique, une gaine double de ddp VG1 apparaît uniquement au niveau du maximum de gradient du champ magnétique. C'est ce type de régime qui s'établit dans notre décharge pour les faibles courants d'arc (fig 33a - courbes 0,25A et 0,8A).

Il y a alors deux plasmas : un plasma "préanodique" au potentiel V_{pa} et cathodique au potentiel V_{pk} (fig. 33b -1). La gaine entre les plasmas cathodique et "préanodique" ne peut être stable que lorsque les densités de flux d'électrons émis du plasma cathodique et d'ions positifs émis par le plasma anodique vérifient le critère :

$$\frac{j_e}{j_+} = \left(\frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \begin{array}{l} M = \text{masse de l'ion} + \\ m = \text{masse des électrons} \end{array}$$

Quand le courant d'arc augmente, la pression étant relativement faible, l'efficacité d'ionisation diminue. Pour compenser cette diminution, la tension de gaine V_{g1} augmente (fig. 33), accélérant plus les électrons. La tension de gaine en augmentant provoque également une augmentation du flux d'électron et l'efficacité d'ionisation atteint rapidement sa valeur maximale.

Le critère de la gaine de striction ne peut plus être satisfait et pour une augmentation ultérieure de l'intensité d'arc, il se produit un changement de régime (fig. 33) avec formation d'une gaine de striction géométrique. Un nouveau plasma apparaît (fig. 32b -3) (plasma intermédiaire) au potentiel V_{pi} .

Les enregistrements des spectres d'électrons en fonction de la pression (fig. 34) confirment les hypothèses émises.

Pour les faibles pressions (0,2 Torr) on note un changement de régime caractérisé par l'apparition de la gaine de striction géométrique. On constate que les gaines (V_{g1} ou V_{g3}) peuvent s'établir à des potentiels inférieurs au potentiel d'ionisation de l'hélium ainsi qu'il avait été précisé dans le chapitre A - I.

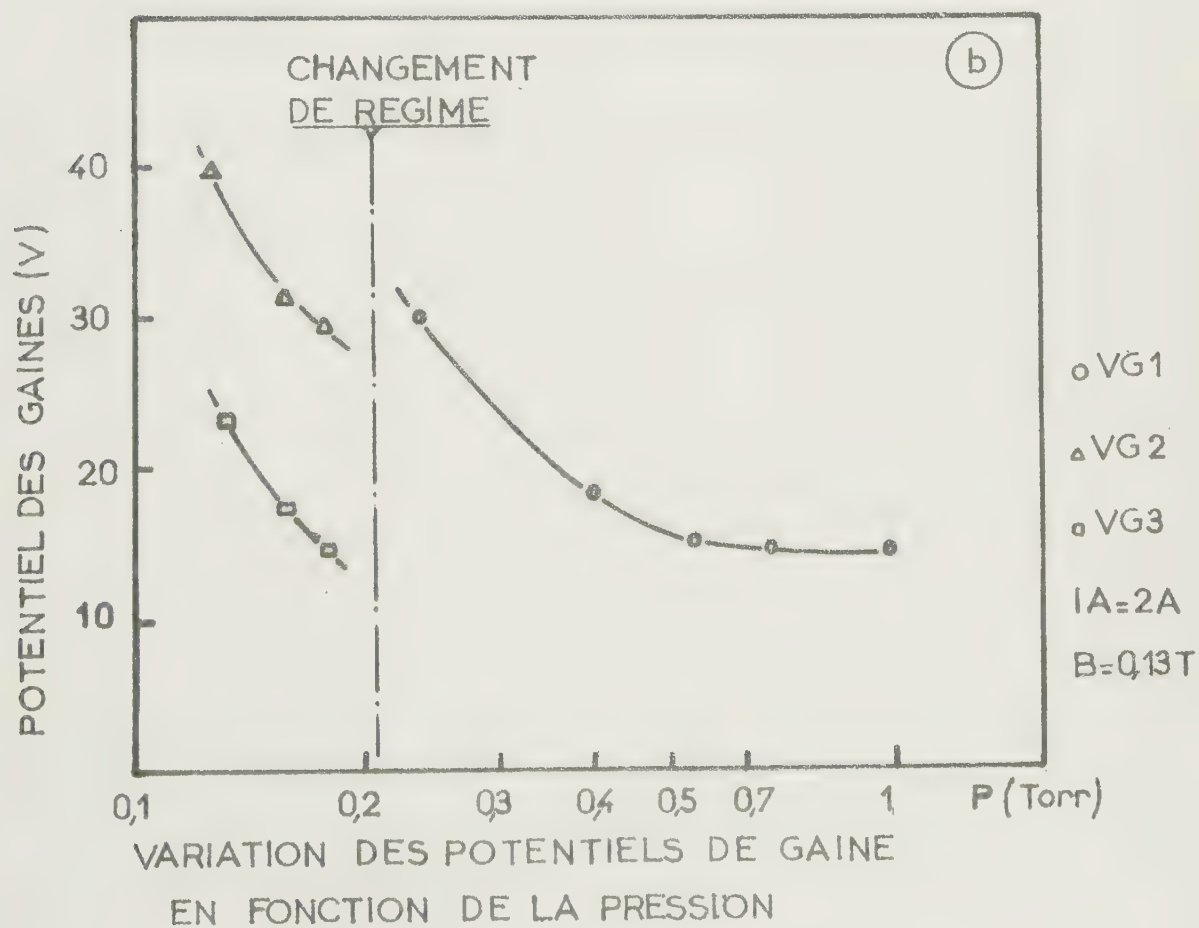
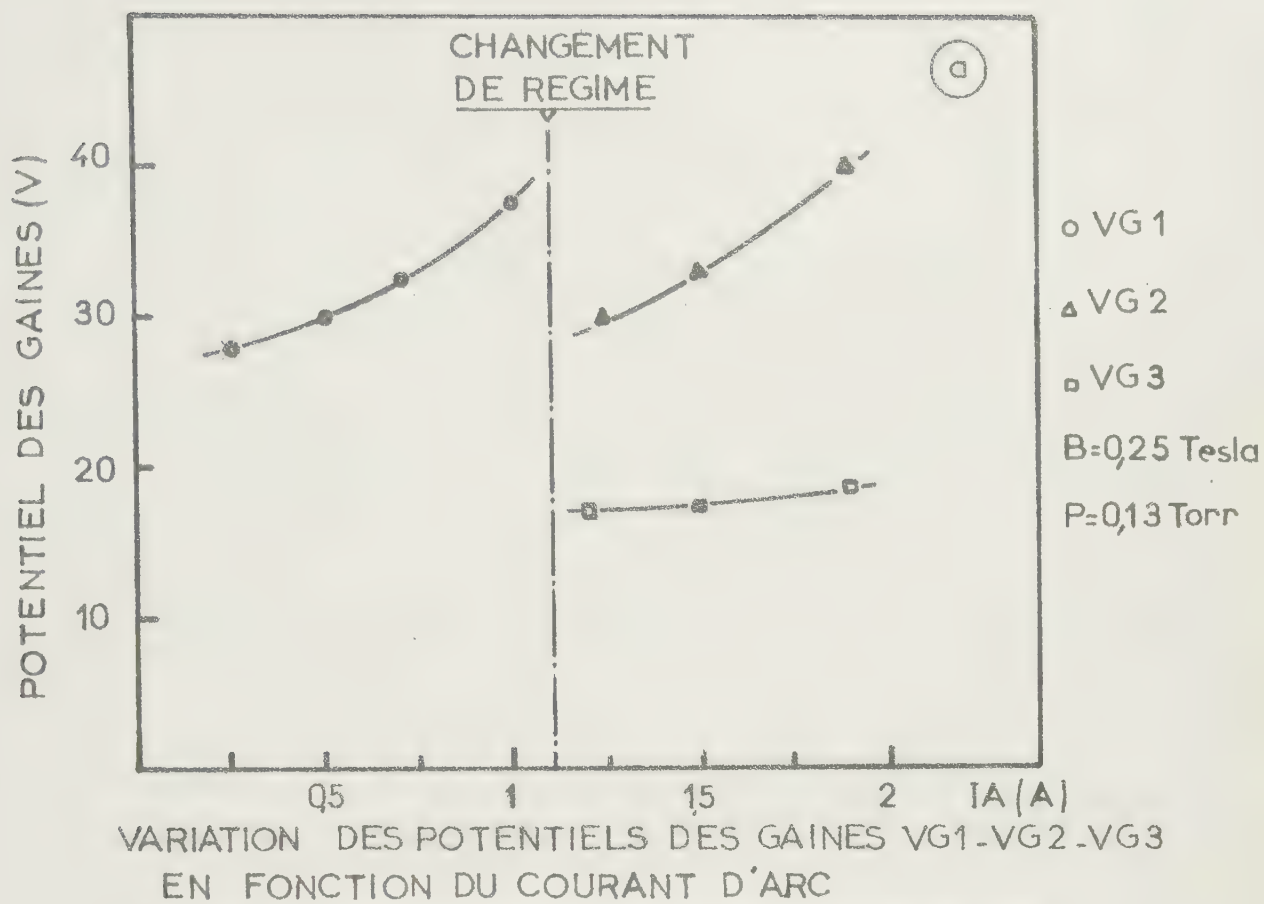
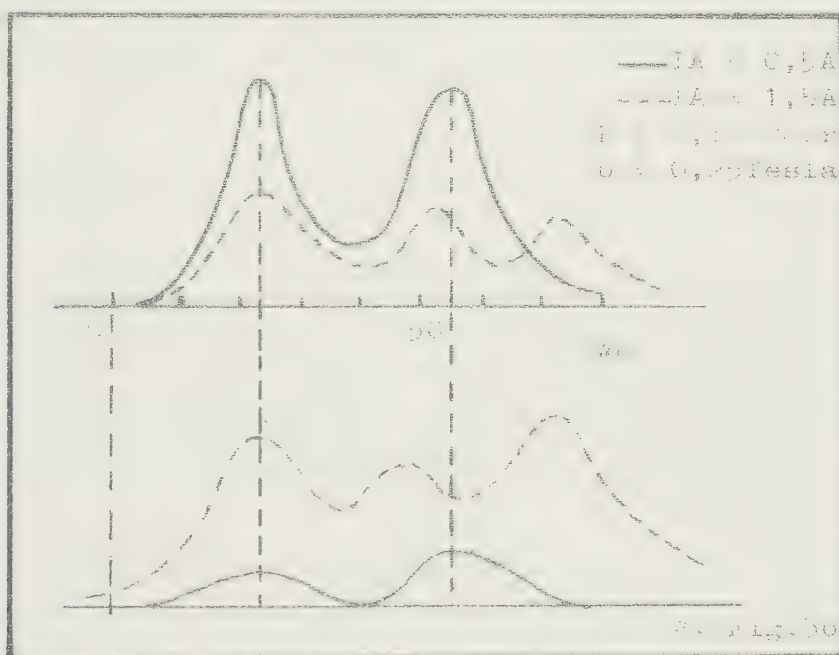


fig. 34

2. Etude comparative des spectres d'électrons et des spectres d'ions négatifs de SF_6

L'étude comparative des spectres d'énergie des ions négatifs avec ceux des électrons permet de déterminer l'appartenance des différentes populations d'ions négatifs aux plasmas de la décharge. Dans ces conditions identiques de décharge, on compare les spectres relatifs des deux espèces.

Ainsi dans le cas des plasmas de SF_6 d'une pression de 100 Torr, on observe trois populations d'ions négatifs appartenant aux trois plasmas. La figure 36 fait apparaître les spectres relatifs des spectres des ions SF_6^- et des électrons pour différents courants d'arc.



Comparaison entre les spectres d'électrons et ceux des ions négatifs.

3. Répartition des ions négatifs dans la décharge

Les populations des ions négatifs dans la décharge de SF_6 présentent une dispersion de 15 eV environ. Celle des ions provenant du plasma cathodique est de 25 eV environ. Cette plus grande dispersion est certainement d'origine collisionnelle, car les trajectoires de ces ions voisinent des zones de haute densité que sont les plasmas intermédiaires et anodiques.

III - ETUDE DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES DE LA SOURCE SUR LA FORMATION DES IONS He^-

Les différents paramètres ayant une influence sur la valeur du courant collecté sont : le courant d'arc, la pression, le décalage des axes ainsi que le champ magnétique. Ces différents paramètres exercent leur influence de deux façons différentes.

La pression et le courant d'arc ont une action directe sur la formation ou la destruction des ions He^- .

Le champ magnétique et le décalage des axes ont une influence sur la valeur du courant extrait parce qu'ils imposent aux ions des trajectoires plus ou moins favorables.

Suivant les conditions de pression, on observera deux ou trois populations d'énergies différentes. La population correspondant au plasma intermédiaire qui se forme lors du changement de régime, n'a pu être mesurée avec précision par suite de la résolution insuffisante en énergie du spectromètre.

1. Paramètre influençant la formation ou la destruction de l'ion He^-

a) influence du courant d'arc

Pour les deux populations mesurables, le courant He^- suit les variations du courant d'arc (fig. 37). L'augmentation du courant d'arc qui est due à l'augmentation du flux d'électrons provoque également une augmentation du nombre de métastables d'hélium, accroissant ainsi les possibilités de formation d'ions He^- .

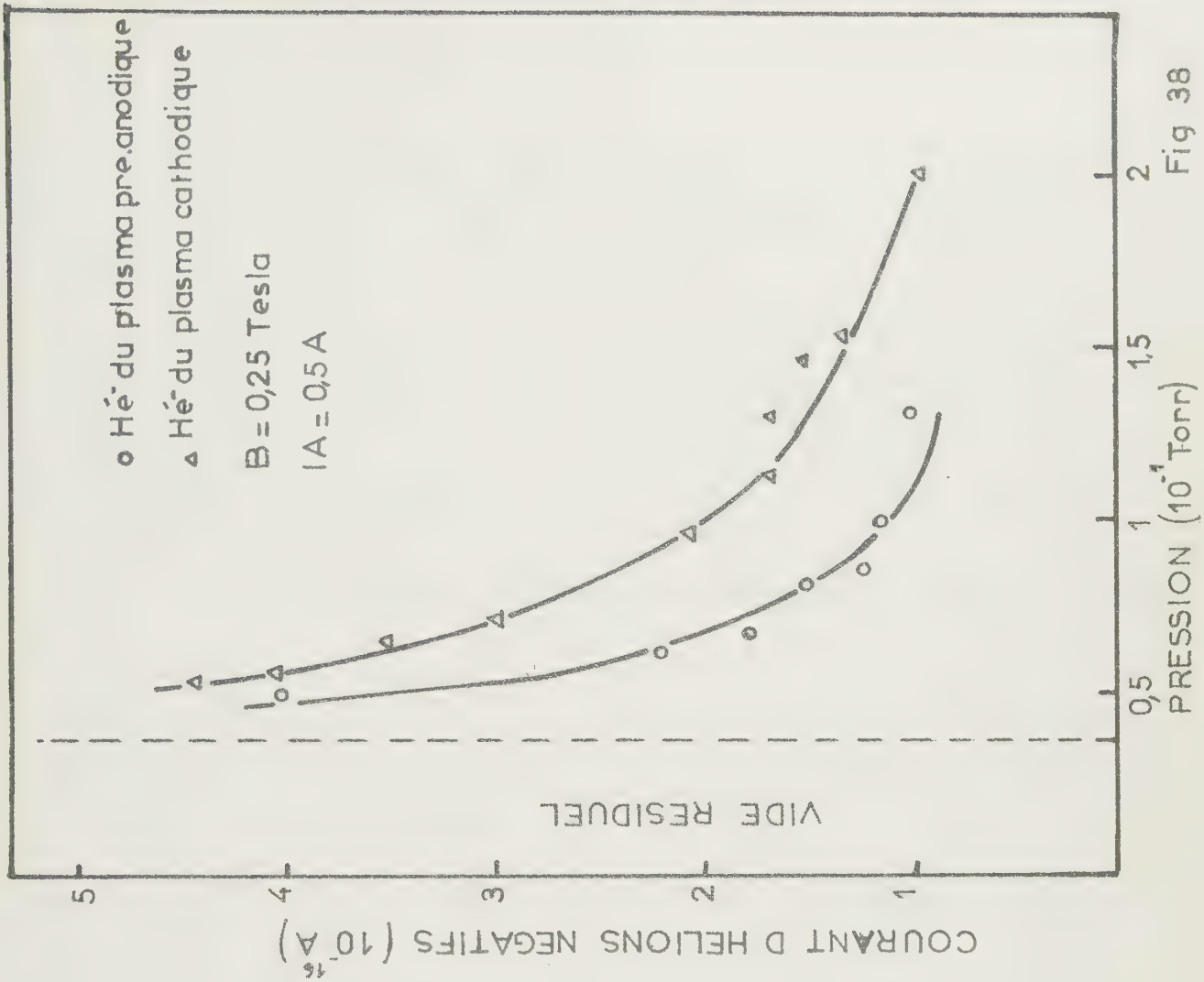
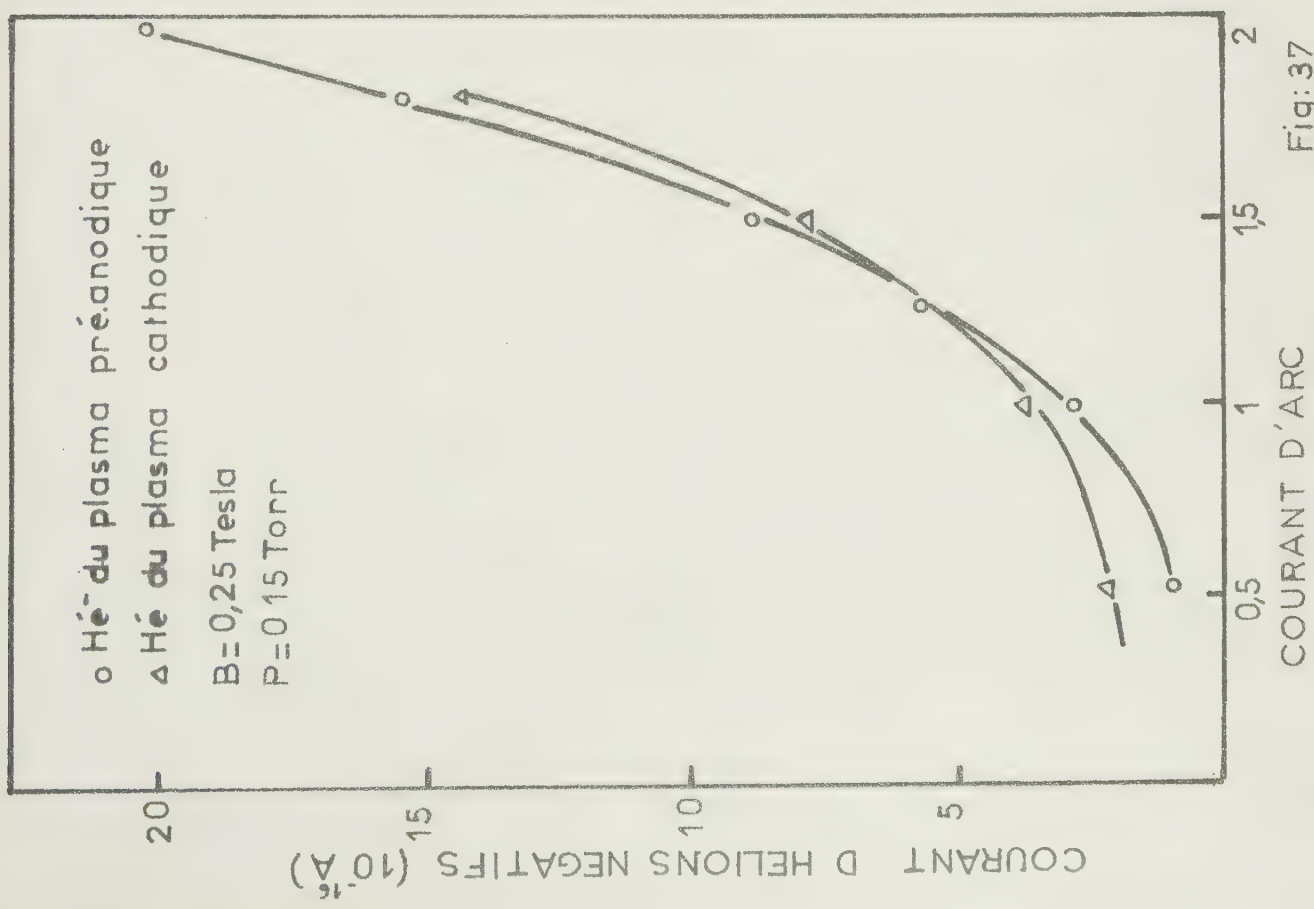
b) influence de la pression

La figure 38 représente la variation du courant d' He^- correspondant aux deux populations mesurables en fonction de la pression.

Le courant d'ions He^- extrait augmente très fortement quand la pression décroît. Il est vraisemblable qu'une pression optimale existe, mais elle est inférieure à $6 \cdot 10^{-2}$ Torr pression en-dessous de laquelle la décharge ne peut être maintenue.

La diminution de la pression entraîne celle du nombre de métastables et également du nombre d' He^- formés.

Dans le même temps les réactions de destruction dont les mécanismes ont des sections efficaces plus élevées que les processus de formation deviennent moins nombreuses.



Il semble donc qu'aux faibles pressions, la diminution du nombre d'ions négatifs formés (proportionnellement à la diminution des neutres) est compensée par la plus grande diminution du risque de destruction.

L'injection d'un autre gaz tel que l'azote permet de réaliser des variations de la pression partielle d'hélium en maintenant la pression totale constante. Dans ces conditions le courant d'ions He^- , ne varie pas : si l'on estime que le nombre d'ions He^- formés est proportionnel à la pression partielle d'hélium et que le nombre d'ions He^- détruit est proportionnel à la pression totale, on constate l'influence prépondérante des mécanismes de destruction.

c) influence combinée de la pression et du courant d'arc

En conclusion des paragraphes précédents, on constate que le courant d'ions He^- extrait augmente avec le courant d'arc et avec une diminution de la pression. Toutefois, ces deux influences sont contradictoires et il est intéressant de chercher, à tension d'arc et champ magnétique constant, les valeurs optimales du courant d'arc et de la pression pour obtenir le courant maximum d'ions He^- .

Les caractéristiques $\text{He}^- = f(I_A)$ pour différentes valeurs de la pression (fig. 39) mettent en évidence un maximum de production pour un courant de 1A à une pression de 0,15 Torr.

2. Paramètres influençant l'extraction des ions He^-

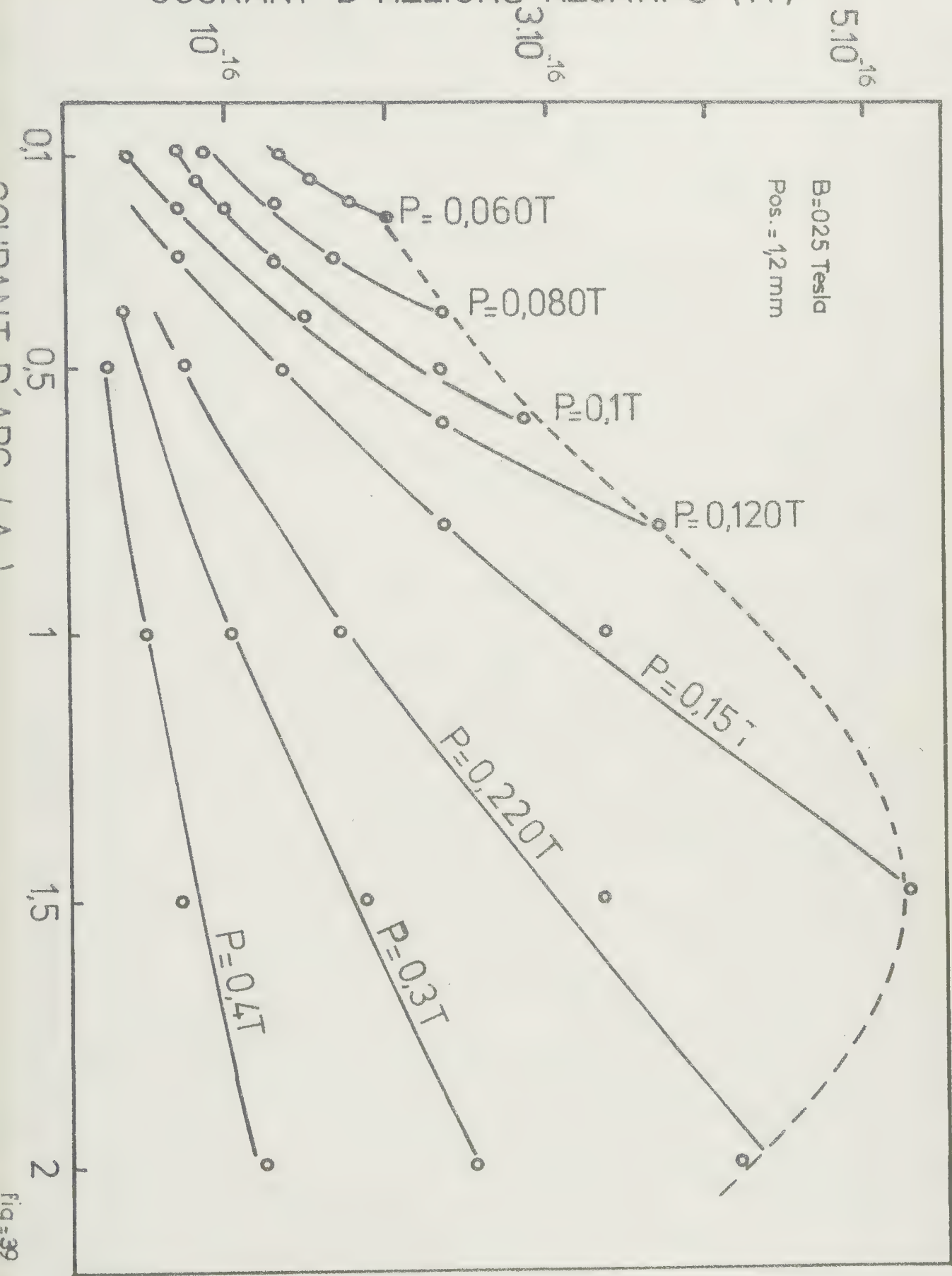
a) influence du champ magnétique

Le champ magnétique est un paramètre très important pour la production des ions positifs. Son influence s'exercera aussi, mais de façon différente sur la valeur du courant d'ions négatifs extraits ainsi que le montrent les figures 40a et 40 b. Sur ces caractéristiques, on observe les valeurs des courants d'ions He^- et H^- extraits pour différentes valeurs du positionnement de l'ensemble trou d'anode-extracteur par rapport à l'axe de la décharge.

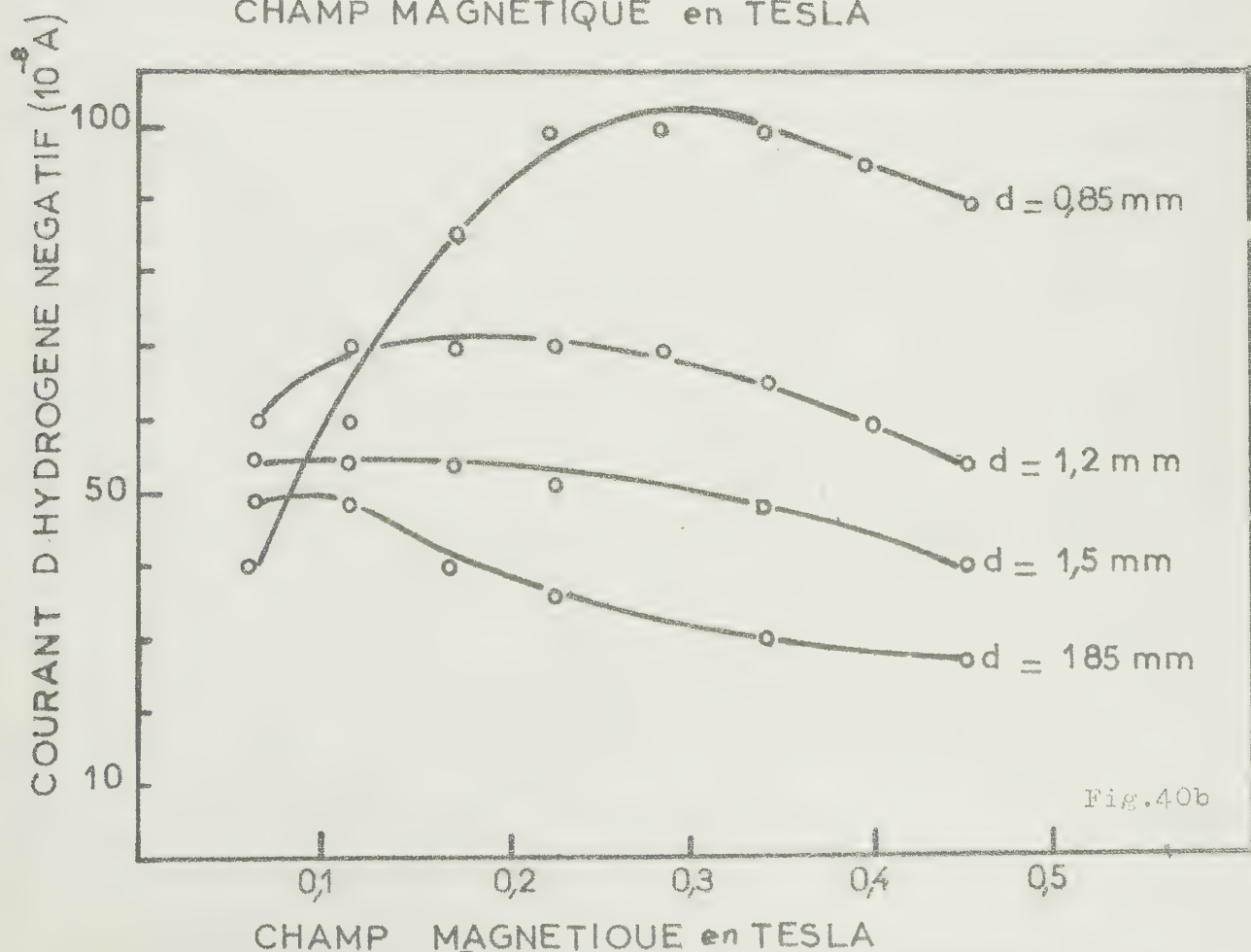
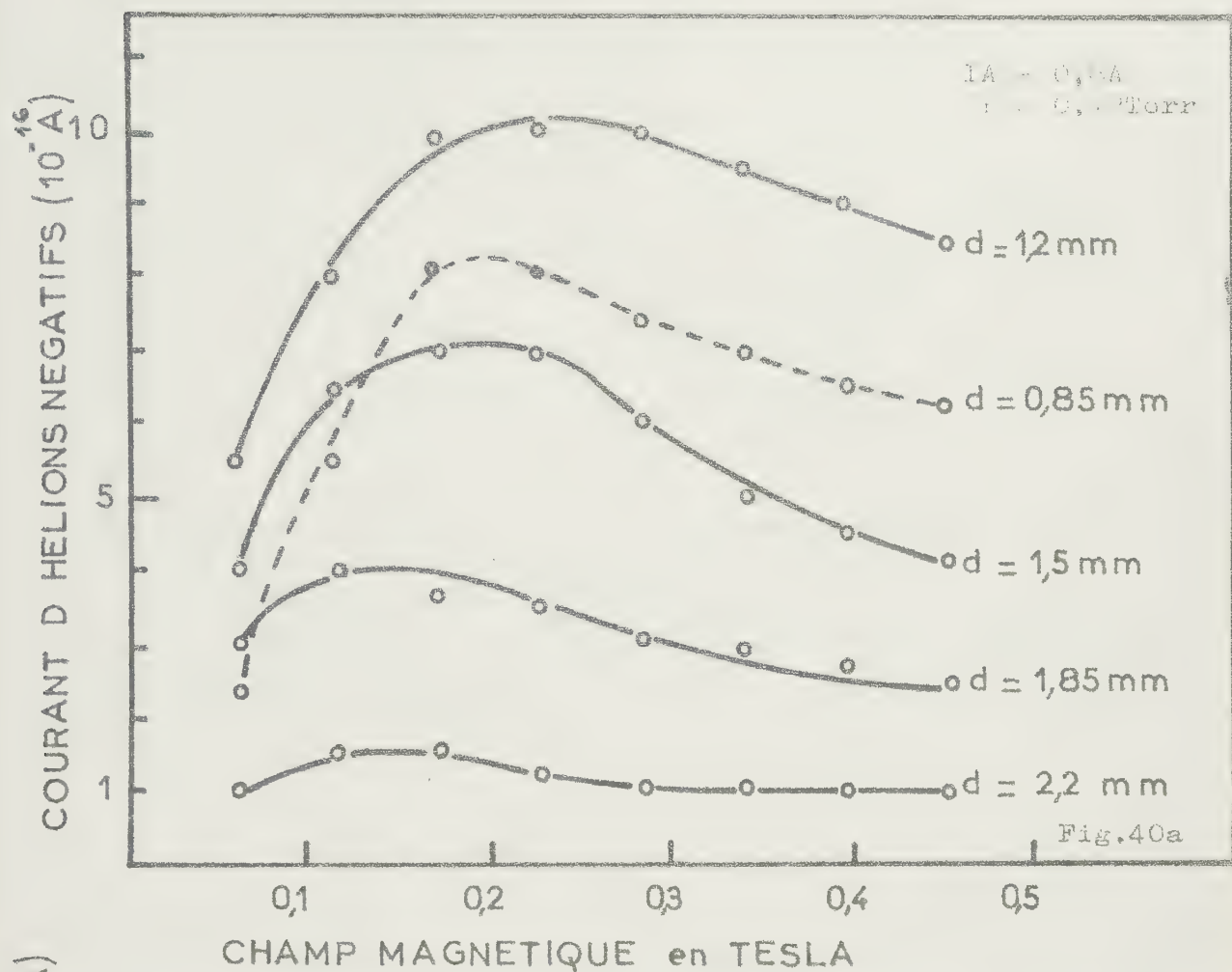
On constate que les caractéristiques $i^- = f(B)$ passent toutes par un maximum quel que soit le décalage adopté et que pour des conditions de champ et de décalage identiques des différences d'allures existent entre les caractéristiques de l'hydrogène et celle de l'hélium.

Pour les justifier, il faut tout d'abord préciser les mécanismes déterminant les trajectoires des différentes particules chargées de la décharge sous l'influence du champ magnétique. Ils font appel aux propriétés focalisatrices des lentilles magnétiques.

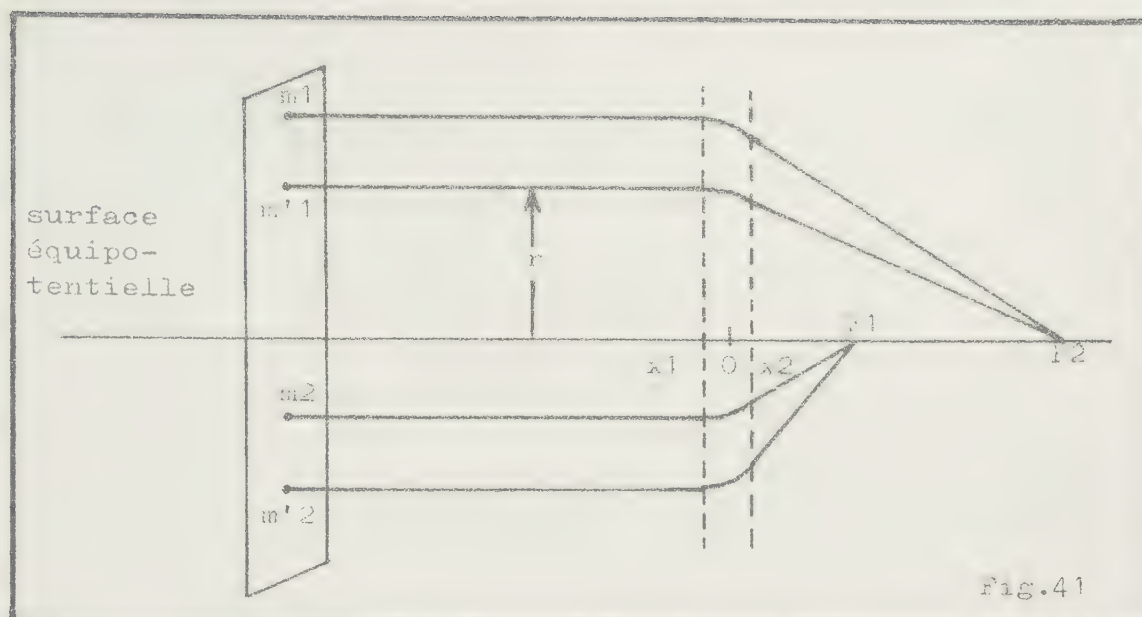
COURANT D'HELIONS NEGATIFS (A)



Courants d'ions He^- en fonction du champ magnétique pour différentes positions du décalage.



Courants d'ions H^- en fonction du champ magnétique pour différents décalages.



Influence du champ magnétique appliqué entre x_1 et x_2 sur les trajectoires des particules.

Une particule chargée suivant une trajectoire parallèle à l'axe Ox des lignes de force d'un champ magnétique appliqué dans l'espace x_1, x_2 (fig. 41) est déviée vers l'axe Ox et le rejoint à une distance OF tel que :

$$\frac{1}{OF} = \frac{1}{F} = - \frac{1}{8} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{V_0} \int_{x_1}^{x_2} H_x^2 dx \quad (32)$$

avec V_0 = énergie cinétique de la particule au moment où elle est soumise au champ magnétique.

On constate que la distance OF est indépendante de la distance r de la trajectoire de la particule par rapport à l'axe des lignes de force. De ce fait toutes les particules de même masse et de même énergie se dirigeant vers l'espace soumis au champ magnétique sur des trajectoires parallèles à cet axe, se rejoignent en un même point. Les particules les plus légères (m_2, m'_2) sont focalisées sur une plus faible distance OF_1 que des particules plus lourdes (m_1 et m'_1).

A partir de ces considérations, nous pouvons établir un modèle simplifié pour notre décharge.

La répartition axiale du champ magnétique est représentée sur la figure 10, page 21. On peut approximer cette répartition par deux segments comme sur la figure 42.

L'intégrale définie se décompose en deux parties et on peut écrire :

$$H_x^2 dx = 2 \int_{-a}^{+a} H_o^2 \left(1 + \frac{a}{x}\right)^2 dx = \frac{2H_o^2}{3} a$$

d'où :

$$\frac{1}{F} = - \frac{1}{12} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{V_o} \cdot H_o^2 a$$

A l'aide de cette relation sachant qu'en fonctionnement normal $V_o = 20$ V (s'il s'agit d'ions ou d'électrons provenant du plasma préanodique)

$$H = 3000 \text{ oersted}$$

$$a = 0,5 \text{ mm}$$

On constate que les électrons sont concentrés au niveau de l'anode car $OF1 < 1$ mm et que les ions He^- sont concentrés derrière la paroi de l'anode à une distance de 22 cm.

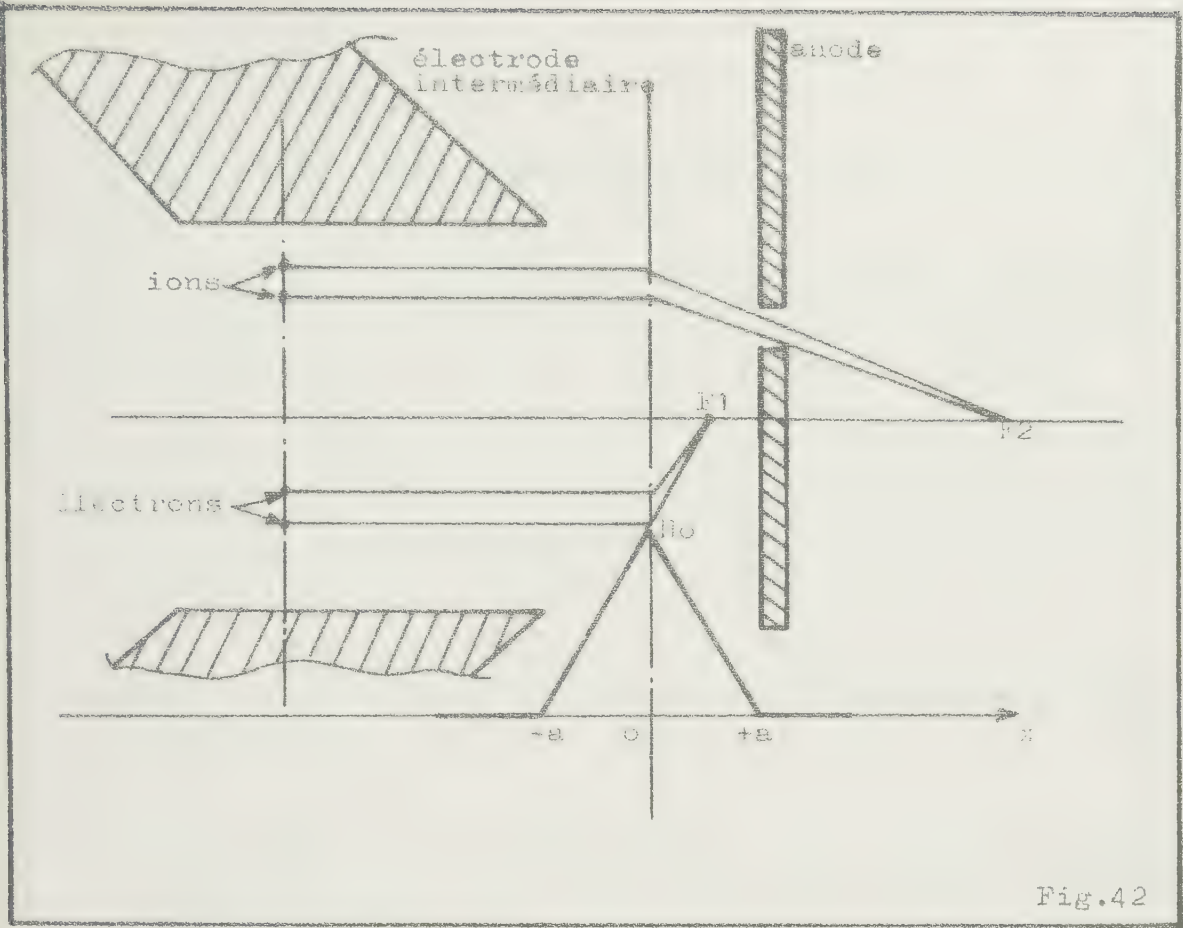
Etude de la décroissance du courant d'ions négatifs pour les faibles valeurs du champ

Le plasma anodique de haute densité formé par la focalisation des électrons au niveau de l'anode présente un diamètre (dpa) de dimension variable avec le champ magnétique (fig. 43b). Pour des faibles valeurs de celui-ci (0,2 Tesla), les ions He^- issus du domaine (A B) (Fig. 43) qui pourraient être extraits sont obligés de traverser une zone (plasma anodique) où la densité des particules est grande. Du fait de leur faible énergie de liaison, beaucoup d'ions He^- seront détruits.

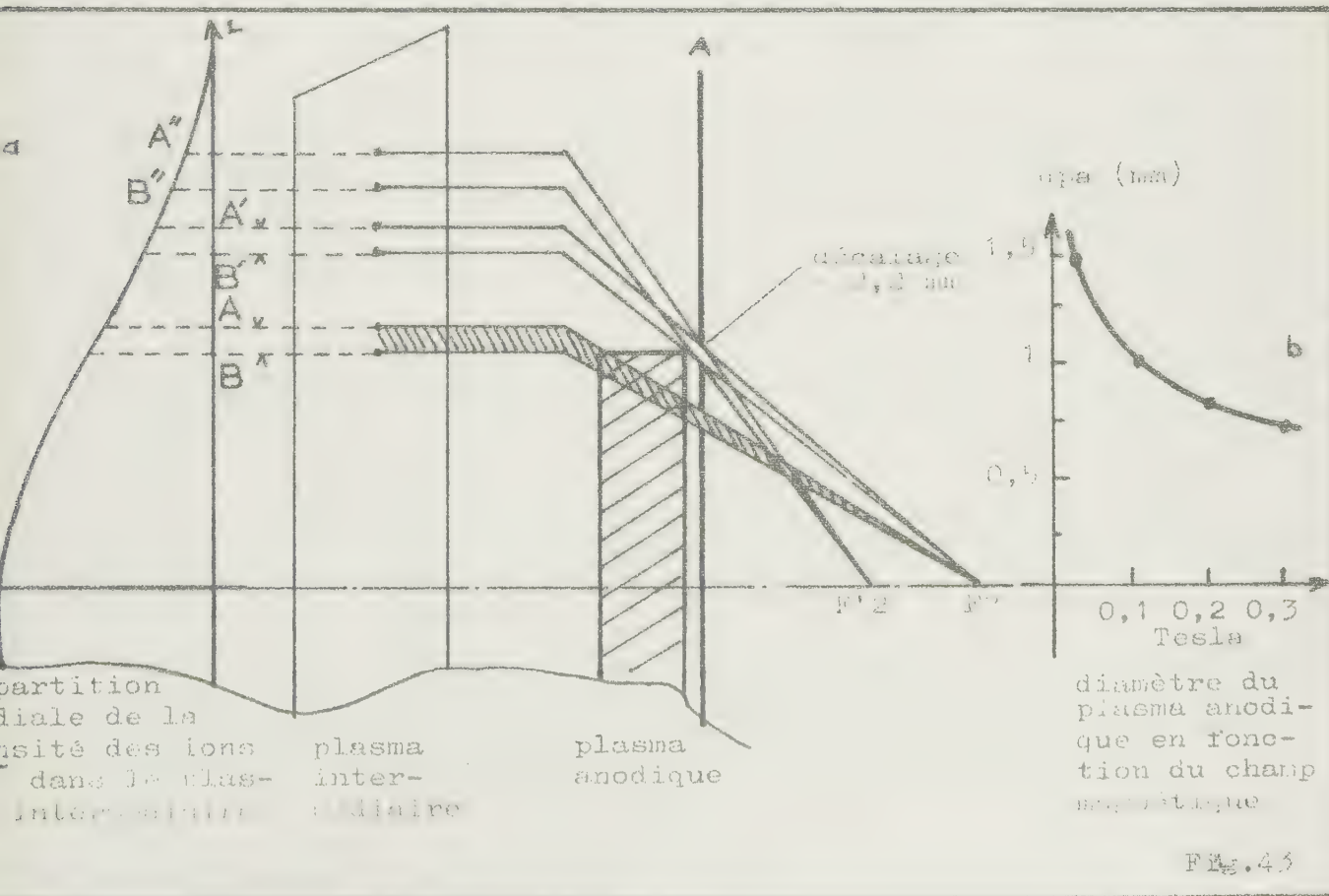
On constate d'ailleurs qu'en éloignant le trou d'anode du centre du plasma anodique (courbe d = 2,2 mm fig. 40 a), le courant extrait est moins important car les ions proviennent d'une zone de moins grande densité (A'B') mais qu'il ne dépend pratiquement pas du champ magnétique car les ions suivent alors une trajectoire leur permettant d'éviter le plasma anodique.

Les caractéristiques $H^- = f(B)$ subissent beaucoup moins le phénomène de décroissance pour les basses valeurs du champ magnétique que celles des ions He^- . Ceci est dû à la différence de l'énergie de liaison des deux types d'ions. Les ions H^- plus liés que les ions He^- seront moins facilement détruits lors de leur passage dans le plasma anodique. Les expériences du chapitre suivant nous permettent de préciser ce phénomène.

L'augmentation du champ magnétique provoque un déplacement du point de focalisation de F2 en F'2 (fig. 43) ; la zone A" B" de laquelle sont issus les ions He^- correspond à la partie extérieure du plasma. Dans cette zone si la densité du plasma diminue, on peut penser que la densité des ions négatifs diminue également ce qui explique la décroissance du courant extrait.



Modèle simplifié pour la canalisation des trajectoires.



Influence du champ magnétique sur 2 populations de plasmas différents

Pour le champ magnétique de valeur B_1 -fig. 44 . les ions négatifs en provenance des plasmas cathodiques .) et intermédiaires , doivent traverser le plasma anodique, ce qui explique la faible valeur du courant extrait.

Pour la valeur de champ B_2 , le courant d'ions provenant du plasma intermédiaire commence à décroître conformément aux observations faites dans le paragraphe précédent. Le courant d'ions en provenance du plasma cathodique commence à augmenter, car à présent leur trajectoire passe à l'extérieur des plasmas intermédiaire et anodique.

Pour des valeurs de champ magnétique supérieures à 3,5 KG, on observera une décroissance du courant extrait correspondant à la décroissance de la densité du plasma au lieu de prélèvement.

Contrairement au courant d'arc et à la pression dont l'influence s'exerce essentiellement sur les processus de formation et de destruction des ions négatifs; le champ magnétique exercera son influence sur les trajectoires des ions en les canalisant de façon plus ou moins favorable vers le trou d'extraction.

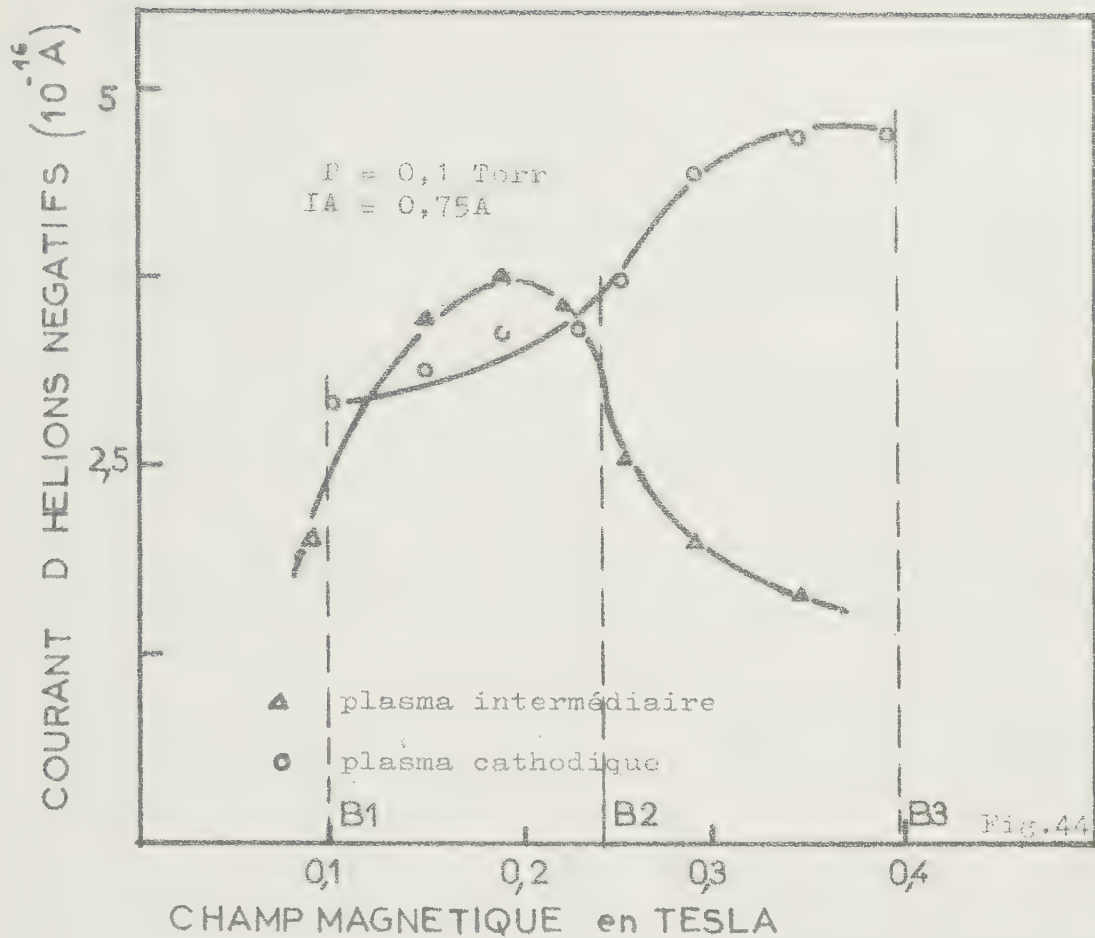
b) influence du positionnement de l'axe d'extraction par rapport à l'axe de la décharge

On constate un maximum de courant d'ions He^- extraits pour une valeur de la distance entre les deux axes plaçant le trou d'anode approximativement au centre de l'espace situé entre la périphérie du plasma anodique et la paroi du canal de l'électrode intermédiaire, figure 45, l'expérience étant réalisée pour une valeur du champ magnétique où celui-ci n'influence pas le courant extrait.

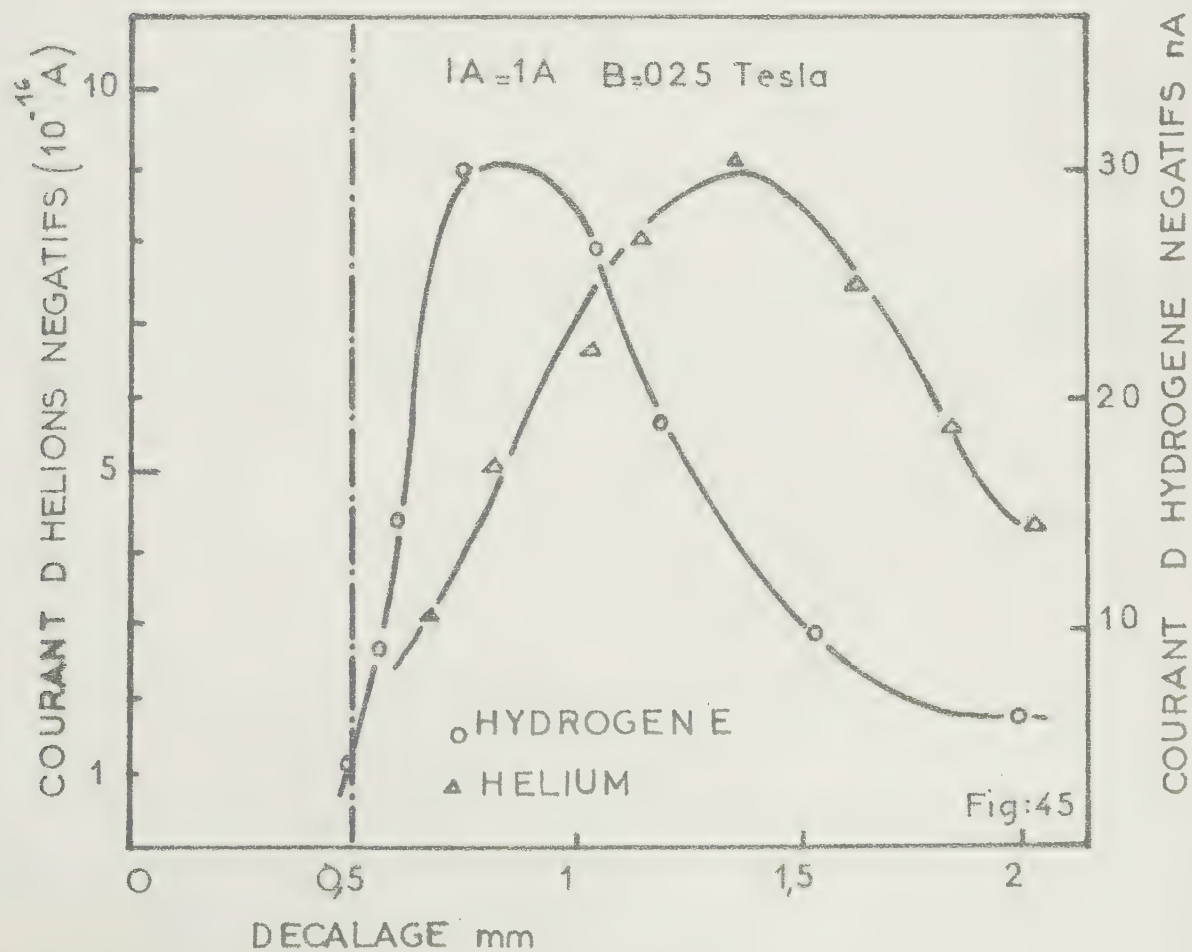
Nous avons fait des mesures analogues avec une décharge d'hydrogène. Nos résultats semblables à ceux de W. Aberth (33) montrent que le maximum de courant H^- est obtenu beaucoup plus près du plasma anodique.

Ceci peut s'expliquer par le fait que l'ion H^- est beaucoup plus lié que l'hélium négatif. Il est donc moins sensible à la destruction par collision avec les particules issues du plasma anodique.

Des expériences effectuées par Martin et Levesque (34) sur des ions négatifs très liés obtenus à partir des atomes halogènes mettent en évidence la possibilité d'extraire des ions négatifs même sans décalage d'axe (voir fig. 46).



Influence du champ magnétique sur deux populations différentes.



Les enregistrements des différents courants d'ions négatifs en fonction du déplacement des axes nous permettent d'estimer l'allure (courbe en pointillés) de la répartition radiale des ions négatifs dans les plasmas où ils sont prélevés.

On constate nettement l'intérêt de l'extraction décalée pour l'exploration des ions négatifs à faible énergie de liaison. La plage de positionnement utile Δd est fonction de cette énergie.

Des expériences effectuées sur l'hydrogène négatif ont permis de mettre en évidence l'augmentation de la plage d'exploration obtenue par augmentation du champ magnétique (fig. 47).

Lorsque l'on augmente le champ, la limite AB de la zone utile passe en A' B' suivant ainsi la diminution du diamètre du plasma anodique : Δd représente le gain de plage d'exploitation ainsi réalisé.

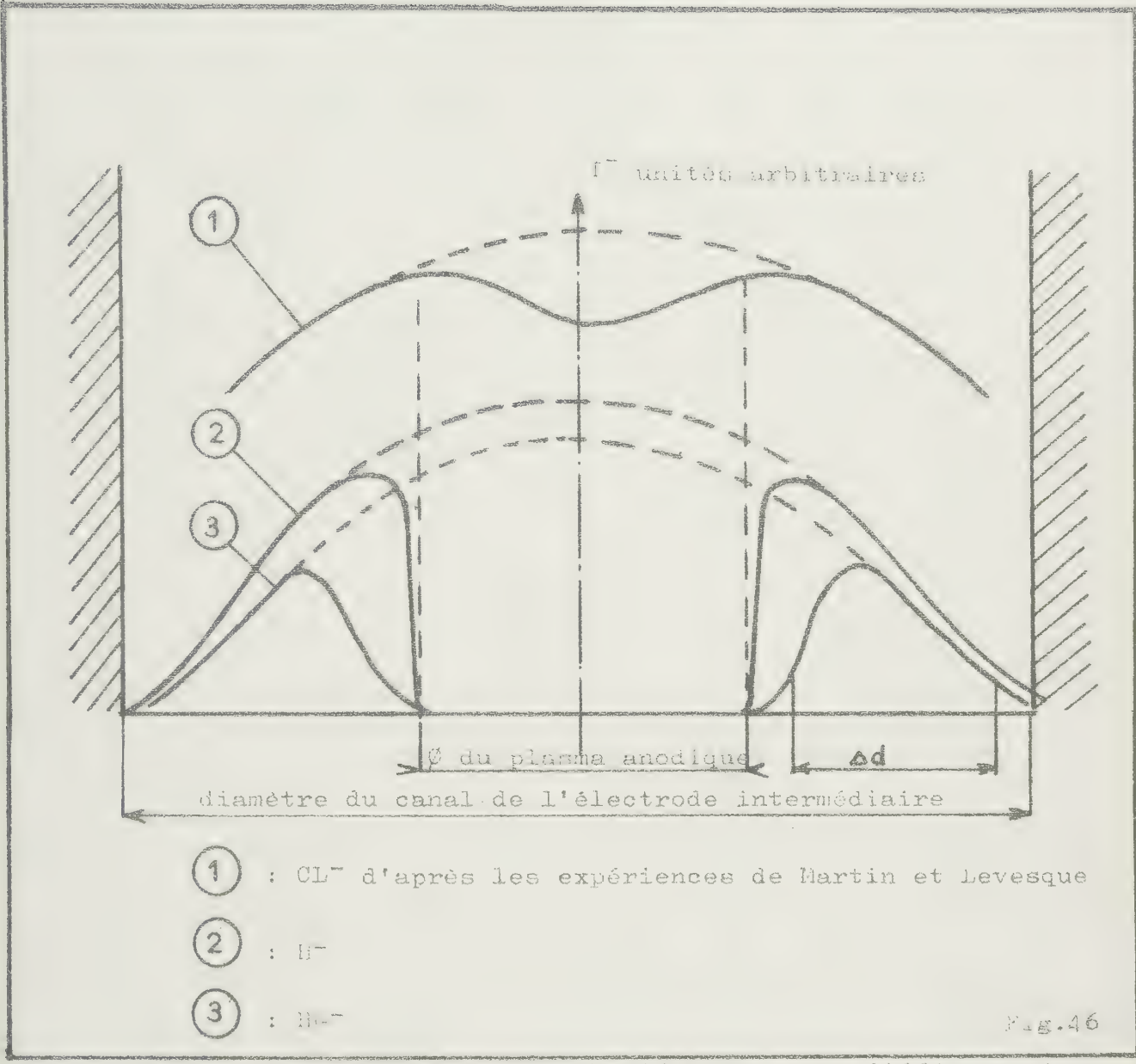
La diminution du courant ΔI est consécutive à la diminution de la distance focale, favorisant l'extraction d'ions H^- d'une région de moindre densité.

3. Tableau récapitulatif

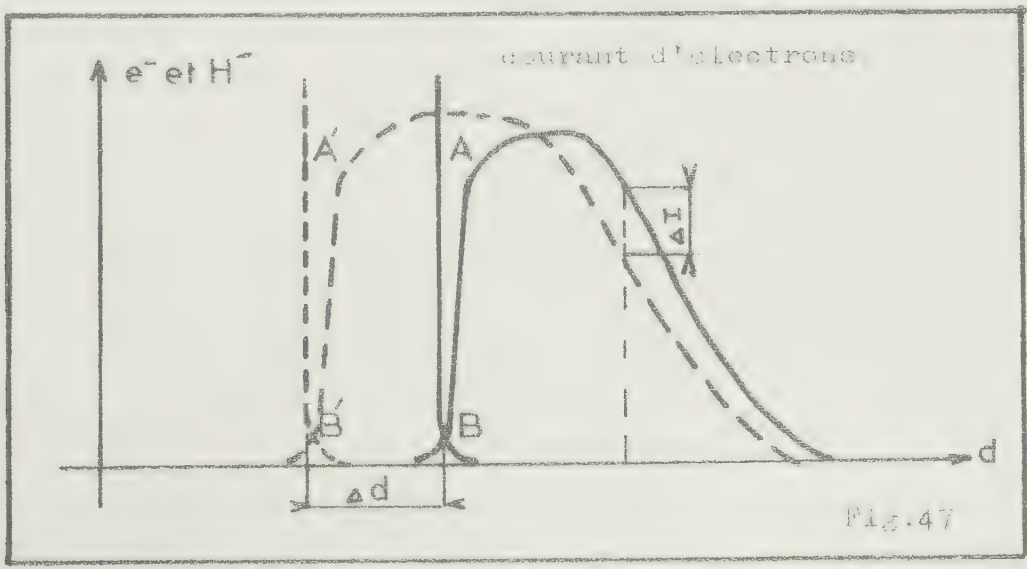
Ce tableau résume les influences respectives des différents paramètres sur la valeur du courant d'hélium négatifs extrait et fait apparaître les mécanismes prédominants.

Il permet d'observer les différences entre les ions He^- et les ions plus liés.

On peut également, constater les différences de fonctionnement entre le duoplasmatron (générateur d'ions négatifs) et le même duoplasmatron (générateur d'ions positifs) étudié dans notre laboratoire par B. Lorentz (35).



Zones d'extractions favorisées par le décalage pour différents types d'ions.



	Pression	Courant d'arc	Champ magnétique	Décalage des arcs
Variation du courant He^{+}	croît rapidement pour les faibles pressions disparaît pour les pressions > 0.3 Torr	croît avec le courant d'arc pas de saturation observée	maximum pour $B_{max} = 0.2$ Tesla	maximum à l'extérior du plasma anodique
He^{+} Processus responsable de cette variation	destruction de l'ion He^{+} par collision	ionisation du He^{+} négligeable	modification des trajectoires des ions He^{+} à l'intérieur de la source	élimination des électrons et des ions positifs, essentiellement optimaux entre tous des trajectoires
Ions plus liés comparaison avec les ions He^{+}	existence d'un maximum peu prononcé pour des pressions plus élevées (36°)	identique	influence identique : B_{max} dépendant de la nature des ions	maximum dans proche ou parfois à l'intérieur du plasma anodique
Ions He^{+} influence sur les ions He^{+} [23]	maximum : $p = 0.5$ Torr	croît avec le courant d'arc saturation à ionisation totale	maximum peu prononcé	maximum au centre du plasma anodique

C O N C L U S I O N

=====

Cette étude a permis de mettre en évidence la présence d'ions He^- dans une décharge duoplasmatron.

Ce résultat a été obtenu grâce à un appareillage de haute sensibilité que nous avons particulièrement mis au point pour la détection et l'analyse en masse et en énergie d'ions négatifs peu abondants, peu liés et peu stables.

Nous avons pu déterminer les meilleures conditions de production de l'ion He^- et situer ses lieux de formations.

Nous avons également mis en évidence l'influence prépondérante des mécanismes de destruction et le rôle important du champ magnétique. A cet effet, nous proposons une interprétation originale des mécanismes qui déterminent les trajectoires des particules dans la décharge et nous justifions ainsi l'opération de décalage des axes.

Une optimisation complète de tous les paramètres nous a permis d'extraire un courant de 10^{-15}A .

Nous avons émis plusieurs hypothèses quant au processus de formation de l'ion He^- dans la décharge, mais nous n'avons pas encore déterminé avec précision la réaction déterminante et les sections efficaces correspondantes.

Des expériences actuellement en cours, montrent qu'une augmentation de la pression partielle d'hydrogène à pression totale constante produit une augmentation du courant d'hélium négatifs ; ce qui prouve l'importance de la réaction d'échange de charge entre le métastable He^* et les ions négatifs d'hydrogène présents dans la décharge.

Dans ce cas on pourrait améliorer les performances actuelles en réalisant un appareil permettant de contrôler indépendamment la décharge d'hélium et la production d'hydrogènes négatifs.

L'influence des autres processus proposés pourrait être testée en injectant dans la source des vapeurs d'éléments à faible potentiel d'ionisation comme les alcalins pour étudier la réaction d'échange de charge ou en injectant des électrons à très faible énergie cinétique pour étudier le processus d'attachement radiatif.

Les performances en sensibilité de l'appareillage et les précautions prises pour le transport du faisceau devraient en outre, permettre la mise en évidence d'autres ions négatifs peu abondants ou même dont l'existence reste à prouver comme ceux provenant de gaz rares (néon négatif, krypton négatif, etc...).

B I B L I O G R A P H I E

=====

- (1) - M. VON ARDENNE - Tabellen zur angewandten
physik. p. 655 à 658
- (2) - GP LAWRENCE, RK BBAUCHAMP et JL Mc KIBBEN
R.I.C. 32 - 2 - 357 (1965)
- (3) - M. DUBARRY - G. GAUTHERIN
Conférence internationale sur les sources d'ions
(Saclay - 1969) p. 135
- (4) - C. LEJEUNE
Conférence internationale sur les sources d'ions
(Saclay - 1969) p. 83
- (5) - C. LEJEUNE
Journal de Physique - Colloque C3 - supplément
au n° 4 - Tome 29 p. C.3. 90 1968
- (6) - JW HIBY - Annalen der Physik 34.473 (1939)
- (7) - RM ENNIS, Jr D.S. SCHECHTER, G. THOELING et
DB SCHLAFKE et B. DONNALLY - Trans. Nucl. Sci.
14.3.75 (1967)
- (8) - E. HOLOIEN et J. MIDTAL
Pro. Phys. Soc. - A. 68.815 (1965)
- (9) - B. BREHM, MA GOSINOV - JL HALL
Phys. Rev. Lett. - 19.10.737 (1967)
- (10) - E. HOLOIEN - Arch. Math. Nature - 51.81 (1951)
- (11) - E. HOLOIEN et S. GELTMAN - Phys. Rev. 153.1.81
(1967)
- (12) - LM BLAU - R NOVICK - D WENFLASH - Bull. Amer.
Phys. Soc. - 14.10.953 (1969)
- (13) - FR SIMPSON - R. BROWNING - HB GILBODY -
J. Phys. B - 4.1.106 (1971)
- (14) - JL PIETENPOL - Phys. Rev. Lett. - 7.64 (1961)

- (16) - GN ESTBERG - KW LABAHN -
Phys. Lett. 28 A - 6 - 420 (1968)
- (17) - T JORGENSEN - Jr. CE KUYATT - WM LANG - DC LORENTZ
CA SAUTER - Phys. Rev. 140 - A - 1481 (1965)
- (18) - N BURN - PG ASH BAUCH - AE LITHERLAND-
Bull. Am. Phys. Soc. - 8.4.377 (1963)
- (19) - T JORGENSEN
Pro. Gatlinburg Conf. Nat. Acad. Sci. Publ.
752.73 (1960)
- (20) - DP SURAL - SC MUKHERSEE - NC SIL
Physical Review - 164.156 (1967)
- (21) - GILBODY - KF DUNN - R. BROWNING et CJ LATIMER
J. Phys. B - 4.800 (1971)
- (22) - CR LLYOD - E WEIGOLD - PKO TEUBNER - ST HOOD
J. Phys. B - 5.1712 (1972)
- (23) - HK HOLT - R KROTON
Phys. Rev. 144.1.82 (1966)
- (24) - DALGARNO - MRC McDOWELL
Proc. Phys. Soc 69-615-1956
- (25) - P KOSTKA - NIM - 91.413 (1972)
- (26) - A PICOT - N.I.M. - 77.333 (1970)
- (27) - R STEFANI - R SCHOTT - Rapport CEA - R 4161
- (28) - GW GOODRICH - WC WILLEY
Rev. Sci. inst. - 33.761 (1962)
- (29) - DS EVANS - Rev. Sci. Inst. - 36.375 (1965)
- (30) - R HAUG - Onde Electrique 46-1251-(1966).
- (31) - C LEJEUNE - Thèse d'état Orsay (1971)
- (32) - GA BOUTRY - Physique appliquée aux industries du vide
et de l'électronique - Tome 2 - p. 225-266
- (33) - W ABERTH - JR PETERSON
Rev. Sci. Inst. - 38.745 (1967)
- (34) - JP MARTIN - RJ LEVESQUE - N.I.M. - 80.229 (1970)
- (35) - B LORENTZ - DEA. NANCY - (1971)

NOM DE L'ETUDIANT : MULLER Claude

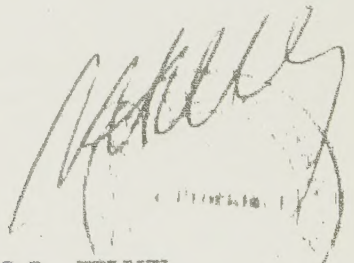
NATURE DE LA THESE : DOCTORAT D'UNIVERSITE

VU, APPROUVE

& PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 5 Juin 1974

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I


J.R. HELLUY

